



# Bimodalité et autres signatures possibles de la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire

M. Pichon

## ► To cite this version:

M. Pichon. Bimodalité et autres signatures possibles de la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2004. Français. NNT : . tel-00007451

**HAL Id: tel-00007451**

**<https://theses.hal.science/tel-00007451>**

Submitted on 18 Nov 2004

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Bimodalité et autres signatures possibles de la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire

Matthieu Pichon

*Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen*

*Université de Caen - EnsiCaen*



# Remerciements

Mes premiers remerciements vont à Bernard Tamain, mon directeur de thèse. Je souhaite souligner ses grandes compétences scientifiques et pédagogiques, mais également sa gentillesse et sa disponibilité malgré ses nombreuses responsabilités... Je mesure la chance d'avoir pu travailler avec lui !

Je tiens à remercier également Rémi Bougault et Olivier Lopez pour ces nombreuses réunions sans lesquelles ce travail ne serait pas ce qu'il est. Leurs conseils et leur rigueur scientifique m'ont beaucoup apporté. Je n'oublie pas Francesca Gulminelli, Philippe Chomaz et Marek Ploszajczak qui ont su me réconcilier avec la physique théorique.

Je remercie sincèrement l'ensemble des membres du jury. Tout d'abord, merci à Wolfgang Trautmann pour sa gentillesse et son rapport très enrichissant. Merci à Bernard Borderie pour ses remarques pertinentes, son aide a été très précieuse. Je les remercie tous les deux d'avoir accepté d'être rapporteur. Je tiens à remercier également Jean Gosset d'être rentré dans l'univers de INDRA pendant quelques heures. Enfin, un grand merci à Jean-François Lecolley d'avoir participé au jury et de m'avoir accueilli dans son laboratoire afin que je prépare ma thèse dans les meilleures conditions.

Le LPC est un lieu où règne une excellente ambiance, les physiciens qui y travaillent y sont pour beaucoup. Merci à Emmanuel Vient, le spécialiste de la température des noyaux, pour sa disponibilité et sa gentillesse. Je tiens à saluer également Daniel, Dominique, Jean-Claude, Nathalie, Olivier, Thomas (mon secrétaire pendant quelques mois), Jean, Denis, Stéphane... sans oublier les personnes qui facilitent la vie du doctorant : Christiane, Evelyne, Michèle, Catherine, Sandrine,...

Merci à l'ensemble de la collaboration INDRA pour les nombreuses discussions (parfois animées) au cours des journées analyses. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler au côté de John, Abdou, Marie-France, Nicolas, Jean-Pierre, Jean-Luc... Merci à Laurent Tassan-Got pour son aide précieuse sur la cinquième campagne et Arnaud Le Fèvre pour ses nombreuses remarques très pertinentes.

Que serait le LPC sans ses doctorants ?... Je tiens à saluer particulièrement Aymeric (mon second secrétaire) qui a toujours eu l'espoir de me battre au tennis. Un grand merci à Josquin pour sa bonne humeur... : je n'oublie pas ces longues journées passées dans la salle D5 à dépouiller la cinquième campagne. Je remercie également Guillaume N., le physicien-philosophe, qui restera encore de longues années l'attraction principale d'Hérouville. Je n'oublie évidemment pas ma troisième secrétaire, Beyhan, qui a su me soutenir dans la dernière ligne droite à coup de smarties... Comment ne pas citer également Carmen, toujours prête à rendre service, et sa bonne humeur légendaire. Merci à Benoît, Jean-Luc, Jacques, Nathalie, Nadia, Adina, Guillaume D., Lydie, François, Vincent, Loredana, Valentin, Anne-Marie, Alain,...

Enfin, je tenais à conclure ces remerciements en embrassant Arnaud et sa petite famille ainsi que trois personnes qui comptent énormément à mes yeux. Merci à toi, Sandrine, pour ton soutien de tous les jours. Et bien sûr, merci à mes parents sans lesquels je ne serais jamais arrivé jusqu'ici : ce diplôme de docteur est pour vous !



à mes parents,  
à Sandrine.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Le dispositif expérimental</b>	<b>7</b>
2.1	Le multidétecteur INDRA . . . . .	7
2.1.1	La géométrie du multidétecteur INDRA . . . . .	8
2.1.2	Les différents détecteurs de INDRA . . . . .	10
2.2	Identification en charge et en masse . . . . .	12
2.2.1	La méthode $\Delta E$ - $E$ . . . . .	13
2.2.2	La discrimination en forme des signaux . . . . .	26
2.3	INDRA et la campagne au GSI . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Un signal de transition de phase : la bimodalité</b>	<b>31</b>
3.1	La bimodalité : les prévisions théoriques . . . . .	31
3.2	Un premier bilan expérimental sur la bimodalité : les collisions centrales . .	35
3.2.1	Ni+Au . . . . .	36
3.2.2	Ni+Ni . . . . .	37
3.2.3	Xe+Sn . . . . .	39
3.3	Les collisions périphériques et semi-périphériques . . . . .	40
3.3.1	Topologie et caractérisation des événements . . . . .	41
3.3.2	La méthode de tri : le choix de $E_{trans}$ . . . . .	44
3.3.3	Le système Xe+Sn . . . . .	46
3.3.4	Le système Au+Au . . . . .	57
3.3.5	Influence de l'énergie de bombardement . . . . .	63
3.3.6	Mesure de la température . . . . .	65
3.3.7	Conclusion . . . . .	70
<b>4</b>	<b>Le <math>\Delta</math>-scaling</b>	<b>73</b>
4.1	Le $\Delta$ -scaling : les prévisions théoriques . . . . .	73
4.2	Les premiers résultats expérimentaux : les collisions centrales . . . . .	74
4.3	Les collisions périphériques et semi-périphériques . . . . .	77
4.3.1	Le système Xe+Sn . . . . .	77
4.3.2	Le système Au+Au . . . . .	83
4.3.3	Conclusion . . . . .	86



<b>5</b>	<b>Les fluctuations d'énergie configurationnelle</b>	<b>89</b>
5.1	La capacité calorifique : les prévisions théoriques . . . . .	90
5.2	Le signal observé pour les collisions centrales . . . . .	94
5.3	Les collisions périphériques et semi-périphériques . . . . .	95
5.3.1	L'énergie d'excitation . . . . .	96
5.3.2	Les fluctuations de l'énergie cinétique . . . . .	101
5.3.3	Conclusion . . . . .	110
<b>6</b>	<b>Influence de la dynamique de la collision : exemple du signal de bimodalité</b>	<b>113</b>
6.1	Le modèle HIPSE . . . . .	114
6.2	Contribution de la mi-rapacité aux événements de bimodalité . . . . .	115
6.3	Soustraction de la contribution de la mi-rapacité dans les événements de bimodalité . . . . .	121
6.4	Conclusion . . . . .	124
	<b>Conclusion</b>	<b>127</b>





# Chapitre 1

## Introduction

Thalès, Anaximène, Empédocle, Leucippe, Démocrite : la matière et les lois la gouvernant intéressaient déjà les Grecs quelques centaines d'années avant J.C. Une première conception considérant le monde autour de quatre éléments fondamentaux (l'eau, l'air, la terre et le feu) fit rapidement place à l'idée de l'existence d'atomes, constituants élémentaires de la matière. Ces derniers, mis en évidence expérimentalement au XIXème siècle, se sont avérés loin d'être insécables, comme le sens du mot "atome" semble le signifier. Ils sont en fait constitués d'un noyau entouré d'électrons en mouvement. La physique nucléaire est la physique qui s'intéresse au caractère collectif des protons et des neutrons lorsqu'ils forment ensemble le noyau.

Dans un premier temps, l'étude a été restreinte aux noyaux stables. Le modèle de la goutte liquide et le modèle en couches ont permis une meilleure compréhension du noyau au voisinage de l'équilibre. Certaines propriétés ont pu être définies, notamment l'existence d'une densité de saturation ou encore la détermination des énergies de liaison. L'arrivée récente de nouveaux outils expérimentaux, les accélérateurs d'ions lourds et les multidétecteurs associés, ont permis d'étendre l'étude de ces noyaux loin de leur état fondamental, et ainsi d'atteindre une matière nucléaire dans des états extrêmes. Ce balayage en température et en densité a permis d'envisager la détermination d'une équation d'état, équation liant les grandeurs d'ensemble telles que la température, la densité et la pression. Cette équation reflète l'interaction entre nucléons qui a pour caractéristique d'être répulsive à courte portée ( $< 0,5$  fm), attractive au delà mais de portée finie. Cette description n'est pas sans nous rappeler les forces existantes entre les molécules d'un fluide de type Van der Waals pour lequel on observe une transition de phase. Des calculs théoriques ont permis de déduire une équation d'état à l'aide de forces phénoménologiques de type Skyrme [Sau76]. Le diagramme de phase de la matière nucléaire infinie, associé à ces forces, est représenté sur la figure (1.1).

Ces calculs théoriques ont prévu l'existence d'une température critique  $T_c$  au dessous de laquelle il coexisterait deux régions stables, une première à haute densité dite phase liquide et une seconde à basse densité : la phase gazeuse. Dans ce diagramme de phase (fig. 1.1), les isothermes de température inférieure à  $T_c$  traversent une zone, dite zone spinodale, sé-

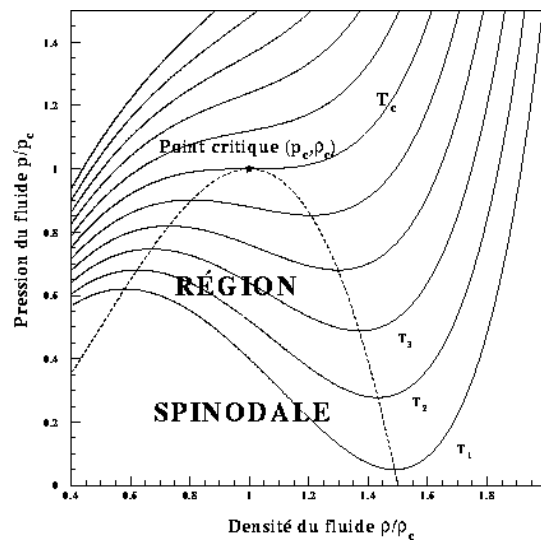


FIG. 1.1 – Représentation du diagramme de phase de la matière nucléaire associé aux forces nucléaires de type Skyrme. La figure représente une série d'isothermes dont celle à la température critique  $T_c$  dans le graphe densité-pression [Sau76]. Il existe une zone instable mécaniquement appelée zone spinodale, interne à la zone de coexistence des deux phases.

parant les deux régions précédentes. Cette zone est marquée par l'instabilité du système et de grandes fluctuations en densité, entraînant la cassure du système. Elle est interne à la zone de coexistence des phases liquide et gazeuse.

En fait, ce sont deux transitions différentes qui sont attendues pour la matière nucléaire infinie. La première, pour des énergies de bombardement de quelques dizaines de MeV par nucléon, marquerait la transition des deux phases décrites précédemment (liquide et gaz), la seconde, à des énergies plus élevées (quelques centaines de GeV/nucléon), une transition d'une matière de nucléons vers un plasma de quarks et gluons. Cette thèse porte sur l'existence de la transition liquide-gaz et présente l'étude de plusieurs signatures expérimentales possibles.

La matière nucléaire est donc étudiée par le biais de collisions d'ions lourds. Aux énergies intermédiaires, entre 20 et 100 MeV/A, suivant la centralité de la collision, deux types d'événements peuvent être observés. Les premiers sont caractérisés par deux partenaires en voie de sortie, le quasi-projectile et la quasi-cible. Le second type est la quasi-fusion du projectile et de la cible et ainsi la formation d'une source unique. L'énergie cinétique apportée au système est alors notamment transformée en énergie d'excitation ( $E^*$ ) des différentes sources obtenues. La notion de température pour les noyaux chauds est d'ailleurs liée à leur capacité de stocker cette énergie.  $E^*$  peut s'écrire, en fonction de  $T$ , dans le cadre du modèle de Fermi :

$$E^* = a.T^2 \quad (1.1)$$

où  $a$  représente la densité de niveaux (de l'ordre de  $\frac{A}{8}$  si  $A$  représente la masse du système).

Divers modes de décroissance sont en compétition suivant l'énergie d'excitation. Pour de faibles valeurs de  $E^*$ , la source se désexcite par évaporation de particules légères ou par fission. Ces différents processus laissent place à l'apparition, vers 3 MeV/A, de la multifragmentation, qui est en fait l'émission d'au moins trois fragments (de charge supérieure ou égale à 3). Cette multifragmentation, séquentielle pour les énergies d'excitation les plus basses, devient rapidement simultanée. Enfin, au delà de 10 MeV/A, la source se désintègre en un grand nombre de particules légères : c'est la vaporisation.

De nombreux modèles ont ainsi tenté de reproduire les modes de désexcitation des noyaux chauds. Citons par exemple les modèles de Berlin MMC (Microcanonical Metropolis Monte Carlo model [Gro90]) ou de Copenhague SMM (Statistical Multifragmentation Model [Bon85][Bon95]) pour lesquels la production de fragments est décrite de façon statistique dans une configuration dite de "freeze-out" (définie dans la suite (§ 5.1)). Ces fragments sont ensuite propagés et désexcités.

La transition de phase liquide-gaz est associée à la multifragmentation. L'étude précise de cette dernière présente donc un intérêt majeur. Cependant, deux obstacles majeurs se présentent : le premier concerne la taille du système étudié. Une équation d'état concernerait une matière infinie, ce qui est loin d'être le cas dans une collision de deux noyaux, constitués chacun de quelques centaines de nucléons. Les théoriciens ont donc tenté de passer de l'étude d'un système infini à celle d'un système fini, nécessitant, dans le cas du noyau, l'ajout d'une énergie de surface et d'une répulsion coulombienne.

Le second obstacle, qui n'est pas moins important, vient de la difficulté de mettre de côté l'aspect dynamique des collisions pour pouvoir s'intéresser uniquement à un système équilibré. On doit en effet étudier la source chaude indépendamment du moyen utilisé pour l'exciter. Le fait de détecter les produits de réaction bien après la collision ne facilite pas la tâche.

Beaucoup de modèles ont pour objectif de reproduire cette "dynamique" de la collision. Par exemple, à basse énergie de bombardement, ce sont les effets collectifs qui dominent, des modèles de type champ moyen (partie attractive de l'interaction forte) ont été proposés [Bon76]. A l'inverse, pour les grandes énergies, des modèles reproduisent les collisions nucléon-nucléon. Pour les énergies intermédiaires, c'est un mélange des deux qui reproduit la dynamique de la collision. Des modèles basés sur une équation dynamique à N corps (BUU, BNV,...) ou d'autres sur la dynamique quantique moléculaire (QMD [Aic91], AMD [Ono92],...) ont été créés.

L'objectif de ce travail est de tenter de signer expérimentalement la transition de phase liquide-gaz par différentes méthodes proposées par les théoriciens. Nous mettrons l'accent sur des signatures simples, les plus directes possibles en nous intéressant à des grandeurs bien mesurées expérimentalement et en faisant le minimum d'hypothèses. De cette façon, ces signatures seront moins sujettes à caution que des signatures plus indirectes.

Pour cela, l'ensemble des produits de la collision doit être détecté au mieux. De grands

multidéTECTEURS ont été construits dans cette perspective. Si l'association Multics[Sou90]-Miniball[Ior93] avait l'inconvénient d'être limitée principalement du point de vue des seuils de détection en énergie, une nouvelle génération (Chimera [Aie95], Indra [Pou95],...) plus performante est apparue. Les données expérimentales utilisées dans cette thèse ont été obtenues par le multidéTECTEUR INDRA durant sa campagne au GSI.

Après une présentation rapide de INDRA, le chapitre 2 présentera les différentes méthodes permettant d'obtenir les principales caractéristiques de chaque produit de la collision (charge, énergie,...).

Les méthodes pour mettre en évidence la coexistence des deux phases [Bor02] seront ensuite abordées. L'idée est d'observer, pour les énergies d'excitation autour de la transition, des anomalies, des comportements différents, et ce, le plus directement possible. Une première approche consiste à s'intéresser aux distributions de probabilité de paramètres d'ordre correctement choisis [Gul03] pour tous les événements bien détectés. L'observation d'une bimodalité, c'est à dire l'existence de deux familles d'événements pour une même violence de collisions, est une signature de la transition de phase. Le troisième chapitre de ce travail proposera la recherche de cette éventuelle bimodalité, notamment pour les collisions périphériques.

Toujours dans le même esprit, la transition de phase correspond à un passage d'un système ordonné à un système désordonné. Ce passage peut être mis en évidence, même hors équilibre, en s'intéressant aux distributions du plus gros fragment attribuable à la source. C'est la proposition de R. Botet et M. Ploszajczak [Bot00] par le biais de la méthode du " $\Delta$ -scaling". Cette dernière sera décrite dans le chapitre 4 et sera suivie d'une comparaison avec le signal précédent.

Un dernier signal de transition de phase repose sur l'observation de fluctuations dans la répartition de l'énergie dans le système. Le calcul de ces fluctuations permet, d'après une étude théorique [Cho00] qui sera présentée dans le chapitre 5, d'avoir accès à la capacité calorifique, laquelle deviendrait négative dans la zone de coexistence des deux phases. Nous appliquerons donc cette méthode aux données expérimentales et nous établirons une véritable cohérence entre chacun des divers signaux présentés.

Nous verrons ensuite si l'interprétation de ces signaux et de leur cohérence est unique. L'effet possible de la dynamique de la collision sera examiné grâce notamment à un générateur d'événements mis au point récemment : le générateur HIPSE [Van03]. Cette comparaison nous permettra de mettre en évidence l'influence de cette dynamique dans nos différentes études.

Nous concluons enfin par un bilan de l'ensemble de ces chapitres ainsi que les perspectives à venir concernant cette étude de la transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire.







## Chapitre 2

# Le dispositif expérimental

L'étude de la matière nucléaire se fait par le biais de collisions d'ions lourds. De grands accélérateurs tel que le GANIL à Caen (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) permettent d'envoyer à différentes énergies un projectile sur une cible et ainsi de créer des noyaux chauds. Ces collisions aux énergies intermédiaires (de 20 MeV/A à 100 MeV/A) entraînent l'émission de nombreuses particules sur une large gamme d'énergie et ceci dans tout l'angle solide  $4\pi$ . Il faut donc détecter l'ensemble de ces produits de réaction afin d'obtenir la meilleure description possible de la cinématique de la collision. Le multidétecteur INDRA a été conçu dans cette perspective.

Dans la suite, nous nous intéresserons dans un premier temps à la géométrie du multidétecteur puis nous ferons une courte description de chaque détecteur qui le compose et nous détaillerons le rôle qui lui incombe. Enfin, cette partie s'achèvera sur les méthodes d'identification des particules et leur application que j'ai mises en oeuvre pour la cinquième campagne de INDRA.

### 2.1 Le multidétecteur INDRA

Afin de détecter les produits des collisions d'ions lourds, de nombreux multidétecteurs ont été conçus. L'ensemble formé par les détecteurs MULTICS [Ior93] et MINIBALL [Sou90] couvrait déjà l'ensemble de l'angle solide  $4\pi$ , mais présentait des limites (seuils de détection en énergie élevés, résolution en identification faible, ...). Ces dernières sont moindres dans la nouvelle génération de multidétecteurs, parmi lesquels les détecteurs CHIMERA [Aie95] ou INDRA [Pou95].

Le multidétecteur INDRA, acronyme de Identification de Noyaux et Détection avec Résolutions Accrues, est un ensemble de détection de particules chargées [Pou95]. Sa géométrie lui permet de couvrir une grande partie de l'espace autour de la collision, son grand nombre de détecteurs lui procure une grande granularité, et ses différents étages de détection lui permettent d'identifier chaque particule.

### 2.1.1 La géométrie du multidétecteur INDRA

Le cahier des charges réclamait au nouveau détecteur de collecter le maximum de particules issues de la désexcitation d'un noyau chaud formé lors de collisions d'ions lourds. Il a donc fallu prévoir des modules de détection dans chaque domaine angulaire de l'espace  $4\pi$ . 17 couronnes ont été conçues dans cet objectif, chacune composée de plusieurs détecteurs. Un schéma et une coupe longitudinale de INDRA sont représentées ci-dessous (fig. 2.1).

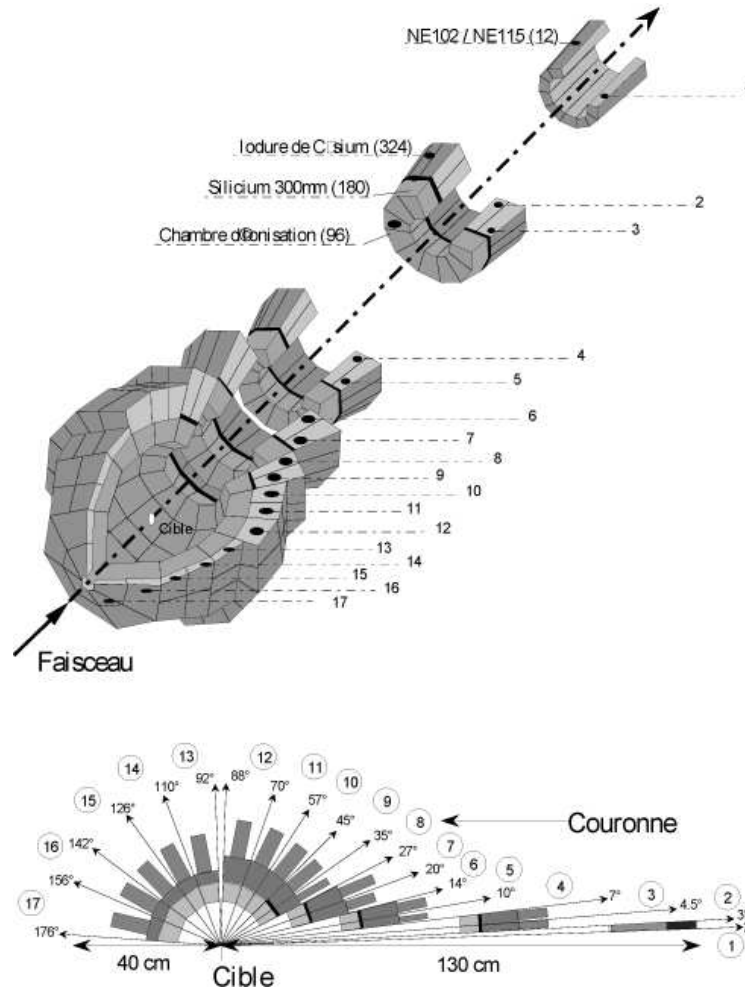


FIG. 2.1 – Le multidétecteur INDRA : en haut, une représentation en 3 dimensions autour de la cible ; en bas, une coupe longitudinale représentant les 17 couronnes.

Pour obtenir un taux de double comptage inférieur à 5%, des simulations ont été faites [Cop90] afin de déterminer le nombre minimum de détecteurs nécessaires. C'est ainsi que INDRA est composé de 336 modules différents, notamment des détecteurs à ionisation (gaz et silicium) et des détecteurs à scintillation. Les 17 couronnes ont pour axe de révolution l'axe du faisceau, elles couvrent 90% de l'espace (tab. 2.1).

<i>Couronne</i>	$\theta(^{\circ})$	$\Delta\theta(^{\circ})$	$\Delta\phi(^{\circ})$	$\Delta\Omega$ ( <i>msr</i> )
1	2.5	1.0	30	0.37
2	3.8	1.5	30	0.74
3	5.6	2.5	15	1.01
4	8.4	3.0	15	1.70
5	11.7	4.0	15	3.21
6	16.9	6.0	15	7.01
7	23.0	7.0	15	11.17
8	30.9	8.0	15	15.79
9	39.4	10.0	15	26.43
10	50.6	12.0	15	39.60
11	63.0	13.0	15	50.31
12	79.3	18.0	15	77.50
13	101.0	18.0	15	80.07
14	119.1	16.0	22.5	93.50
15	135.0	16.0	22.5	73.06
16	149.8	15.0	45	91.19
17	166.4	19.0	45	50.89

TAB. 2.1 – *Granularité de INDRA* : Pour chaque couronne (1 à 17) sont données les valeurs de l'angle polaire moyen  $\theta$ , de la couverture angulaire correspondante  $\Delta\theta$ , de la couverture azimutale  $\Delta\phi$  et de l'angle solide correspondant  $\Delta\Omega$ .

Ces nombreux détecteurs sont répartis sur plusieurs étages dans chacune des couronnes et ce, pour deux raisons majeures. La première découle du fait qu'il faut pouvoir détecter et déterminer l'énergie de toutes les particules, quelque soit leur numéro atomique ou leur vitesse. En effet, un détecteur gazeux n'arrêtera pas un proton de grande énergie, et un détecteur solide ne donnera que très peu d'informations sur un gros fragment lent. La seconde raison vient de la méthode d'identification  $\Delta E$ - $E$  que nous détaillerons dans la suite (§ 2.2.1).

La configuration du multidétecteur INDRA lors de la cinquième campagne était la suivante :

- 2° à 45° : couronnes 1 à 9, formées par des modules de trois étages (fig. 2.3). Le premier étage était constitué d'une chambre d'ionisation (Chio) (excepté pour la première couronne), le second de détecteurs silicium et le troisième de détecteurs à iodure de césium (CsI) suivis de photomultiplicateurs.
- 45° à 176° : couronnes 10 à 17, cette fois-ci formées par deux étages : une chambre d'ionisation et des détecteurs CsI.

Cette configuration est légèrement différente de celle choisie pour les trois premières campagnes du multidétecteur. En effet, pour ces dernières, la couronne 1 était constituée de

détecteurs phoswichs, assemblages de deux scintillateurs plastiques. Ce choix avait été fait dans le but de supporter le fort taux de comptage de particules émises à l'avant de la réaction. L'inconvénient était une perte de résolution en énergie. Cependant, l'expérience a montré que ces taux de comptage n'étaient pas critiques pour les angles couverts par la couronne 1, les phoswichs ont donc été remplacés par des modules du type de ceux montés sur les couronnes 2 à 9 (Si-CsI) [Hud90].

Examinons à présent chaque type de détecteur utilisé pour former ces modules de détection.

### 2.1.2 Les différents détecteurs de INDRA

Dans le but de détecter à la fois des fragments lourds et lents et des particules légères et rapides, il était primordial d'avoir des seuils de détection faibles, de l'ordre de 1 MeV/A. Le premier étage des modules de détection devait donc être formé de détecteurs gazeux : les chambres d'ionisation.

#### Les chambres d'ionisation

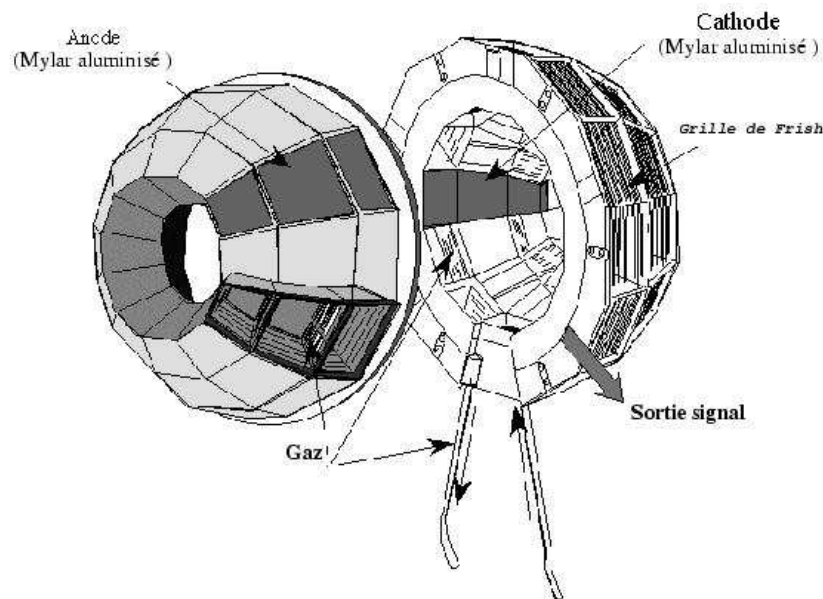


FIG. 2.2 – Représentation des chambres d'ionisation des couronnes 8 à 12. Les Chio sont regroupées sur 5 structures mécaniques indépendantes (couronnes 2-3 ; 4-5 ; 6-7 ; 8-12 ; 13-17).

Les chambres d'ionisation sont constituées d'une cellule de gaz ( $C_3F_8$ ) circulant entre 2 feuilles de mylar jouant le rôle d'anode et de cathode (fig. 2.2). L'épaisseur de la cellule est de 5 cm, celle des feuilles de mylar de  $2,5 \mu\text{m}$ . Le gaz est maintenu à faible pression (quelques dizaines de mbar) et ceci dans un seul but : obtenir des seuils de détection bas ( $\approx 1 \text{ MeV/A}$ ), objectif du premier étage de INDRA.

Le principe de fonctionnement est simple : la particule à détecter ionise le gaz créant ainsi des charges, elle-mêmes collectées par un champ électrique. Afin de limiter le bruit dû aux électrons émis lors du passage du faisceau dans la cible, une haute tension (30kV) est appliquée à la cible. Le signal obtenu est alors traité par des préamplificateurs, situés à proximité des Chio, puis par des amplificateurs hors de la chambre à vide. Enfin, le signal est codé en charge avec deux gains différents, l'un de résolution 1 MeV/canal, l'autre 60 keV/canal environ.

Les chambres d'ionisation forment donc le premier étage des modules, suivies dans le cas des couronnes avant par des détecteurs silicium.

### Les détecteurs Silicium

Les fragments les plus lourds et rapides (donc identifiables) étant attendus à l'avant de la réaction, seuls les modules des couronnes 1 à 9 sont équipés de détecteurs silicium. Un équipement en silicium des couronnes 10 à 17 aurait par ailleurs fortement accru les coûts du multidétecteur sans améliorer ses performances de façon significative. Concrètement, les détecteurs silicium ont une épaisseur  $e = 300 \mu\text{m}$ , à l'exception de quelques uns d'épaisseur  $150 \mu\text{m}$ . Afin de limiter les zones mortes et ainsi d'augmenter la couverture angulaire, 4 détecteurs silicium ont été réalisés sur un même substrat. Ces derniers se placent juste derrière une chambre d'ionisation comme le montre le schéma (2.3). Le principe de fonc-

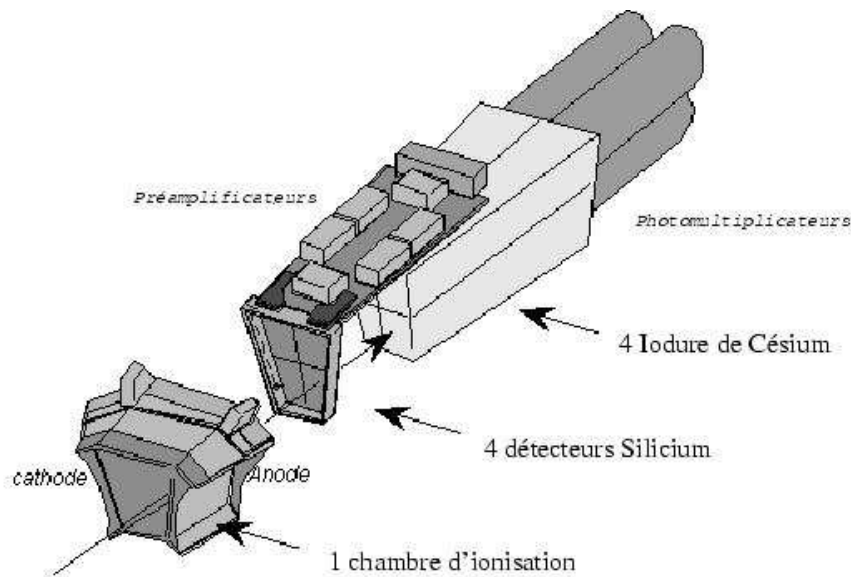


FIG. 2.3 – Module des couronnes 1 à 9 de INDRA. Ce dernier comporte 3 étages différents : chambre d'ionisation + détecteurs silicium + iodures de césium.

tionnement des détecteurs silicium est le même que pour les Chio. Lorsqu'une particule interagit avec le Si, des charges sont créées et collectées sous l'effet d'un champ électrique.

Le signal est traité de la même façon et codé suivant deux gains (grand gain et petit gain) afin de parcourir toute la dynamique en charge.

Le dernier étage des modules de détection de l'ensemble des couronnes est constitué par des détecteurs scintillants CsI que nous allons décrire dans la suite.

### Les scintillateurs

Les cristaux d'iodure de césium dopés au thallium ont été choisis dans le but de détecter les particules légères. Leur épaisseur a été déterminée afin de stopper les protons les plus rapides attendus aux énergies du GANIL. Le tableau (2.2) dresse l'évolution des énergies maximum attendues et des épaisseurs choisies en fonction de l'angle de détection.

<i>Couronnes</i>	2 à 5	6-7	8-9	10-11	12	13	14 à 17
$E_{protons}^{max} (MeV)$	237	192	183	166	126	144	129
$E_{alphas}^{max} (MeV)$	948	766	733	664	504	577	517
$Epaisseur (cm)$	13.8	9.7	9.0	7.6	4.8	6.0	5.0

TAB. 2.2 – Épaisseur des CsI : Sur la première ligne est indiqué le numéro de la couronne, sur la seconde l'énergie maximum des protons détectés, sur la troisième l'énergie maximum des particules alphas, et enfin, la dernière ligne présente l'épaisseur des CsI.

Le fonctionnement de ces détecteurs est différent de celui des détecteurs précédents. La particule à détecter excite les atomes du réseaux cristallin en déposant son énergie. Ces atomes émettent alors de la lumière en retournant dans leur état fondamental. La lumière, émise suivant deux composantes (une rapide et une lente), est alors transformée en un signal électrique par les photomultiplicateurs, dont la forme dépend de la nature et de l'énergie de la particule. Ce signal est ensuite codé selon deux portes d'intégration, donnant accès à deux composantes dites rapide et lente (R et L) qui seront présentées dans la suite (§ 2.2.2).

Une spécificité très intéressante du multidétecteur INDRA est l'existence, pour les scintillateurs, de ces composantes rapide et lente ainsi que, pour les détecteurs silicium et Chio, des signaux grand gain et petit gain. Ces derniers permettent notamment de balayer une large gamme en charge. La suite de ce chapitre présentera les différentes méthodes d'identification des particules détectées reposant notamment sur la disposition des détecteurs en plusieurs étages.

## 2.2 Identification en charge et en masse

Le cahier des charges du multidétecteur demandait, outre le fait de détecter les particules et de fixer leur énergie, de les identifier en donnant leur charge et éventuellement leur masse. Dans cette perspective, plusieurs étages de détection ont été mis en place. L'intérêt principal de ces différents étages est de pouvoir appliquer la méthode  $\Delta E$ -E par couple

de détecteurs. Cette première méthode d'identification sera présentée dans le paragraphe suivant et son application à la cinquième campagne de INDRA détaillée.

Une autre façon de déterminer la charge et la masse des particules légères se trouve dans l'étude de la forme des signaux obtenus grâce aux détecteurs à iodure de césium (CsI). Cette seconde méthode d'identification sera abordée dans la suite.

### 2.2.1 La méthode $\Delta E$ -E

#### Principe de la méthode

La méthode  $\Delta E$ -E repose sur la formule de Bethe. Celle-ci nous donne la perte d'énergie d'une particule en fonction de sa charge  $Z$ , de sa masse  $A$ , de son énergie  $E_{incidente}$  et du matériau traversé (constante  $C$ ) :

$$\frac{dE}{dx} \approx C * \frac{A * Z^2}{E_{incidente}} \quad (2.1)$$

Ainsi, dans notre cas, en représentant la perte d'énergie  $\Delta E$  (déposée dans un détecteur traversé) en fonction de l'énergie résiduelle  $E$  (déposée dans le détecteur suivant dans lequel la particule s'est arrêtée), nous obtenons des pseudo-hyperboles qui dépendent du  $Z$  et du  $A$  de la particule (fig. 2.4). Après étalonnage, nous pouvons donc remonter aux caractéristiques des particules s'arrêtant dans le second détecteur.

Pour obtenir à la fois  $\Delta E$  et  $E$ , deux détecteurs sont nécessaires. Plusieurs couples différents peuvent être formés selon les caractéristiques en énergie et en taille des particules. Pour les noyaux les plus lents et les plus lourds, autrement dit les moins pénétrants, le couple Chio-Si est idéal. En effet, la chambre d'ionisation, constituée de gaz, jouera le rôle de  $\Delta E$  tandis que le Si, solide et fin, stoppera le fragment sans difficulté. Par contre, pour les noyaux les plus rapides, donc les plus difficiles à arrêter, un détecteur solide et épais sera nécessaire : le CsI. Ainsi, pour ce type de noyaux, le couple Si-CsI est recommandé, le silicium jouant cette fois-ci le rôle de  $\Delta E$ . Enfin, concernant les couronnes situées le plus à l'arrière, une association Chio-CsI est suffisante étant donné la dynamique en charge attendue, plus faible qu'à l'avant du détecteur. Une séparation des charges aurait été meilleure avec un module silicium, mais pour des raisons de coût, le couple Chio-CsI a été préféré.

Toutes ces possibilités correspondent au cas idéal pour lequel la particule détectée perd de l'énergie dans un détecteur et s'arrête dans un autre. Cependant, deux autres cas de figure se présentent. Pour le premier, la particule n'a pas assez d'énergie pour atteindre le deuxième étage de détection : elle s'arrête dès le premier détecteur. A l'inverse, la particule peut avoir une énergie incidente grande et ainsi dépasser le dernier détecteur sans s'y arrêter. Ces deux possibilités correspondent à 2 zones de la carte  $\Delta E$ -E : la zone de Bragg et la zone de rebroussement. On ne peut alors pas déterminer la charge de ces particules. Un système de "code" attaché à chacune d'elles a été mis en place afin de les caractériser. Dans la suite, nous nous intéresserons plus précisément aux identifications des particules



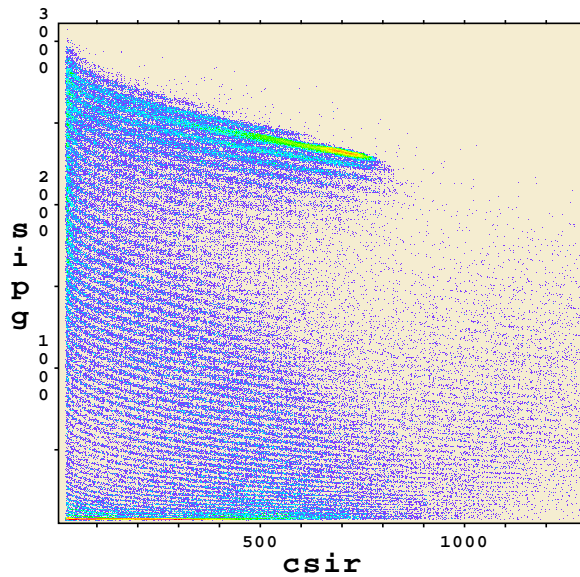


FIG. 2.4 – *Carte CsI (rapide) - silicium (petit gain) : (en canaux) exemple d'hyperboles obtenues pour quelques dizaines de runs (Xe+Sn à 32 et 45 MeV/A) pour le module 1 de la couronne 2. A chaque point correspond une particule détectée. Ces hyperboles dépendent de la charge et de la masse des particules.*

par le biais des cartes Si-CsI et Chio-CsI dont le LPC (Laboratoire de Physique Corpusculaire) avait la responsabilité pour la cinquième campagne d'expérience INDRA. Mais auparavant, la méthode d'ajustement de ces cartes sera brièvement présentée.

### Fonction d'ajustement à 8 variables

Concernant le dépouillement de la cinquième campagne de INDRA, le travail s'est divisé entre les différents laboratoires de la collaboration. Personnellement, ma tâche consistait à faire l'identification des particules par la méthode  $\Delta E$ -E pour les étages Si-CsI de la couronne 1 à la couronne 9 et pour les étages Chio-CsI de la dixième couronne à la dix-septième.

L'ajustement par une fonctionnelle des grilles d'identification a plusieurs objectifs. Le premier est évidemment un gain de temps, le tracé de trois ou quatre lignes de Z permettant d'en déduire une grille entière. Le second avantage est sans aucun doute la possibilité d'extrapolation dans les régions de faible statistique.

La fonctionnelle proprement dite a été élaborée par L.Tassant-Got [Tas02]. Elle est basée sur la formule de Bethe. Une première fonctionnelle étendue et obtenue par intégration est une fonction à 7 paramètres différents donnant l'expression de la perte d'énergie  $\Delta E$

en fonction de l'énergie  $E$  :

$$\Delta E = [(g.E)^{\mu+\nu+1} + (\lambda.Z^\alpha.A^\beta)^{\mu+\nu+1} + \xi.Z^2.A^\mu.(g.E)^\nu]^{\frac{1}{\mu+\nu+1}} - g.E \quad (2.2)$$

où les paramètres  $g, \lambda, \alpha, \beta, \mu, \nu, \xi$  sont les degrés de liberté de l'ajustement. Une fois ces paramètres fixés, les valeurs  $Z$  et  $A$  peuvent être extraites numériquement par algorithme (méthode de Newton-Raphson [Tas02]) pour chaque couple  $\Delta E$ - $E$ .

Remarquons tout de même que dans notre cas, les cartes  $\Delta E$ - $E$  sont obtenues en canaux. En ce qui concerne le silicium, la correspondance  $\Delta E$ -canal est linéaire. Elle est déterminée grâce à l'étalonnage des détecteurs. Dans le cas des modules CsI, nous avons comme information les composantes rapide et lente obtenues selon deux portes d'intégration (§ 2.1.2). Pour avoir toute l'information, il faut calculer la lumière totale  $h$ , combinaison des deux signaux rapide et lent.

L'idée est alors d'étendre la fonction précédente en remplaçant  $E$  directement par la lumière totale  $h$  du CsI, laquelle s'écrit d'après [Hor92] :

$$h = E - \rho \cdot \ln(1 + \frac{E}{\rho}) \quad (2.3)$$

avec  $\rho = \eta.Z^2.A$  où  $\eta$  est un nouveau paramètre. Il faut donc pouvoir inverser cette équation afin de remplacer  $E$  par  $h$  dans la relation (2.2). Une difficulté se présente alors car l'équation (2.3) ne peut pas être inversée analytiquement. Une solution approximée est obtenue :

$$E = \sqrt{h^2 + 2\rho h(1 + \ln(1 + \frac{h}{\rho}))} \quad (2.4)$$

En combinant les deux relations (2.2) et (2.4), on obtient une fonctionnelle à 8 paramètres, reliant  $h$  et  $\Delta E$ . C'est cette dernière qui nous a permis d'obtenir tous les ajustements présentés dans la suite.

## Identification Si - CsI des couronnes 1 à 9

La première partie du travail portait sur l'identification des particules dans les étages Si ( $\Delta E$ ) - CsI ( $E$ ) pour les couronnes les plus à l'avant. Etant donné la large gamme de  $Z$  à identifier, deux gains différents pour les détecteurs silicium ont été définis (§ 2.1.2). Ainsi, le fonctionnement en grand gain (noté GG) est idéal pour les particules les plus légères grâce à la bonne résolution de la carte. En revanche le petit gain (noté PG) permet d'identifier des charges allant jusqu'à  $Z=60$ . En ce qui concerne le CsI, la grandeur utilisée est la lumière totale  $h$ , comme le réclame la méthode d'ajustement vue précédemment. De cette façon, deux cartes différentes ayant pour abscisses  $h$  peuvent être tracées pour chaque module : l'une avec la composante GG et l'autre avec la composante PG.

Pour la première, un seul ajustement est nécessaire allant jusqu'à la charge  $Z=10$  sans identification en masse pour les couronnes 1 à 5. La masse est alors considérée comme le double de la charge. Un seul fit suffit également pour les couronnes 6,7,8 et 9 mais cette

fois-ci la résolution permet une identification en masse et ce, jusqu'à la charge  $Z=6$ . Concernant la carte PG vs h, la gamme de Z parcourue dépend de la couronne considérée. En effet, le quasi-projectile de charge proche de celle du projectile lui-même est dans la plupart des cas détecté dans les deux premières couronnes et très rarement dans les couronnes 8 ou 9. La population de chaque carte dépend donc de la couronne étudiée. C'est ainsi que, si pour la couronne 2, deux ajustements différents sont nécessaires, il ne faudra en tracer qu'un dès la couronne 3 pour laquelle la dynamique en charge est déjà plus res-

<i>Couronne</i>	<i>Nbre aj. GG</i>	<i>Ident. en A</i>	<i>Nbre aj. PG</i>	<i>Plage en Z des aj.</i>
1	1	non	2	(1-10)(11-35)(36-58)
2	1	non	2	(1-10)(11-35)(36-58)
3	1	non	1	(1-10)(11-50)
4	1	non	1	(1-10)(11-40)
5	1	non	1	(1-10)(11-30)
6	1	oui	1	(1-6)(7-23)
7	1	oui	1	(1-6)(7-20)
8	1	oui	1	(1-6)(7-16)
9	1	oui	1	(1-6)(7-13)

TAB. 2.3 – *Tableau récapitulatif des couronnes 1 à 9. Dans la première colonne est indiqué le numéro de la couronne, dans la seconde le nombre d'ajustements nécessaires pour la carte (h - SiGG), dans la troisième l'identification en masse, dans la quatrième le nombre d'ajustements pour la carte (h - SiPG), et enfin, la dernière colonne présente la plage en charge Z des ajustements précédents.*

treinte. La liste des ajustements pour chaque couronne ainsi que la plage en Z couverte correspondante est présentée dans le tableau (tab. 2.3).

Prenons l'exemple du premier module de la seconde couronne. Trois ajustements ont donc été nécessaires : un premier en grand gain et deux autres en petit gain. Aucune identification en masse n'a été faite.

Les grilles de lignes de Z obtenues (fig. 2.5) coïncident parfaitement avec les lignes réelles. Un premier contrôle qui consiste à superposer l'ajustement sur les données elle-mêmes est donc tout à fait concluant.

Un autre contrôle possible est de tracer les projections en charge et de surveiller le rapport signal/bruit  $\frac{S}{B}$ . La figure (2.6) présente ces projections sur toute la gamme de Z. A chaque pic correspond une charge. On constate que l'on sépare bien un Z de l'autre, et le rapport signal/bruit est satisfaisant : les premiers Z ont un rapport  $\frac{S}{B}$  de l'ordre de 150 tandis que les charges les plus rares ont un rapport toujours supérieur à 5. Chaque pic est donc aisément identifiable.

Enfin, une dernière vérification liée à la cohérence entre les 3 ajustements est indispensable. En effet, si chaque grille obtenue semble cohérente avec les données, il est nécessaire

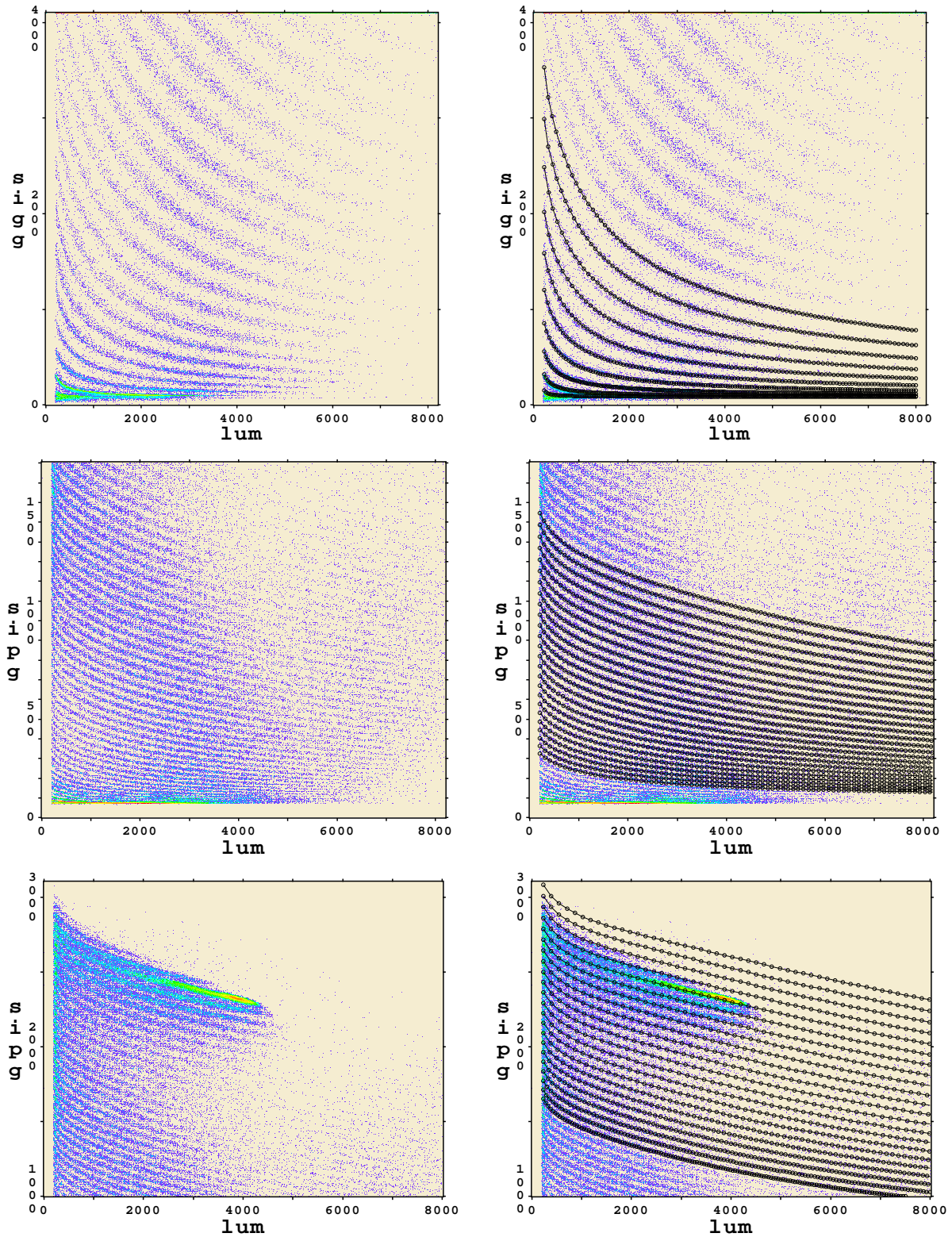


FIG. 2.5 – *Couronne 2, module 1 (Xe+Sn à 32 et 45 MeV/A) : Cas d'une couronne pour laquelle 3 ajustements ont été nécessaires. Les 2 graphes du haut sont des cartes (lumière totale - Si Grand Gain), à gauche sans le fit et à droite avec les lignes de charges ajustées. De la même façon sont présentées, au centre, la première partie de la carte (lumière totale - Si Petit Gain) et en bas, sa seconde partie. Les axes sont exprimés en canaux. Nous pouvons constater la bonne cohérence entre les grilles d'ajustement et les données brutes.*

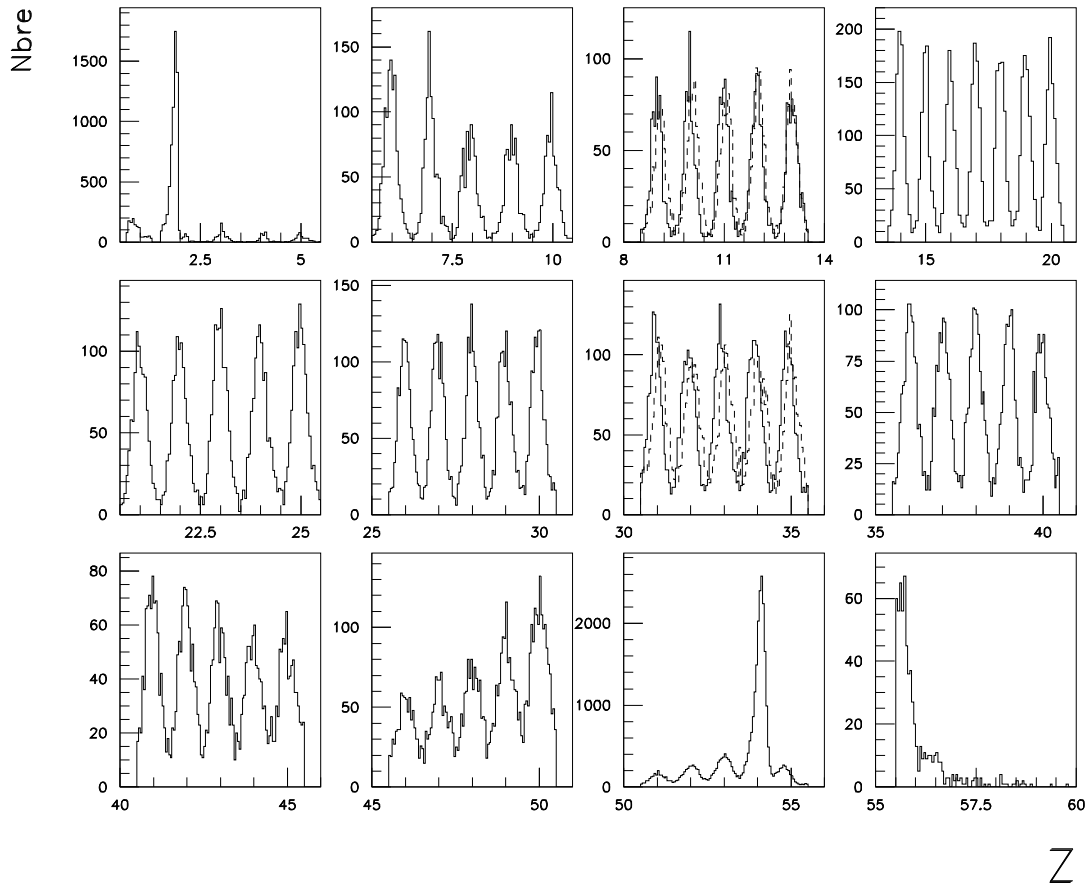


FIG. 2.6 – Couronne 2, module 1 : Les différents graphes présentés ci-dessus sont les projections des charges  $Z$ . A chaque pic correspond une charge. Ces figures, qui permettent de vérifier le bon rapport signal/bruit, justifient la méthode d'identification des charges.

que la ligne de  $Z$  de passage d'un ajustement à l'autre ( $Z=11$  ou  $Z=36$ ) soit quasiment identique pour les deux tracés. Cette continuité est bien vérifiée dans notre cas (fig. 2.7). Les 3 ajustements sont donc cohérents les uns avec les autres pour l'ensemble des runs (environ 60) présentés ici.

Toutes les figures précédentes concernent le module 1 de la couronne 2 pour une soixantaine de runs correspondant au système Xe+Sn à 32 et 45 MeV/A. Or, durant la cinquième campagne, plusieurs systèmes différents à des énergies différentes ont été enregistrés sur plus de 2500 runs. Le fait de changer de système et d'énergie n'aura comme seule incidence que de peupler d'autres régions des cartes Si-CsI, régions couvertes par les ajustements

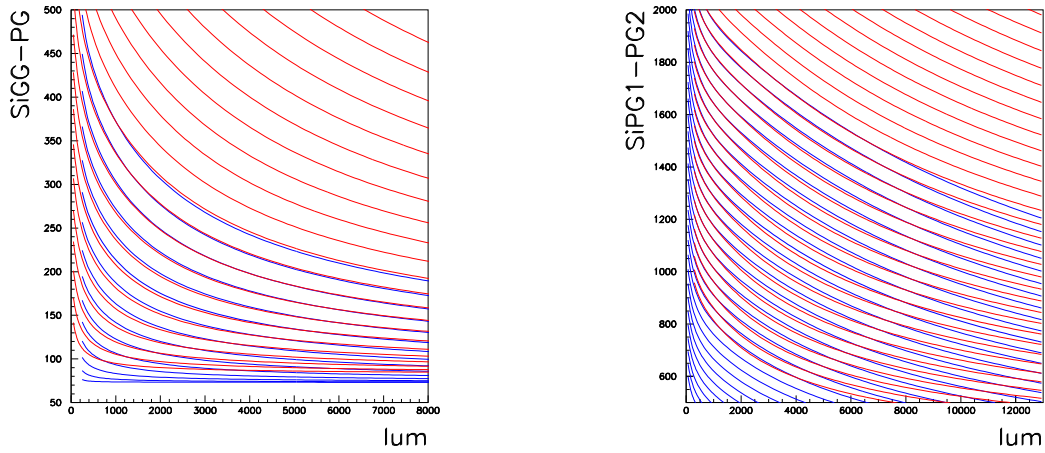


FIG. 2.7 – Couroenne 2, module 1 : Les 2 figures représentent les raccords entre les différents fits du module 1 de la couronne 2. A gauche, le raccord GG-PG1 et à droite, le raccord PG1-PG2. Les axes sont exprimés en canaux. Les lignes en gras sont les lignes de passage d'un fit à l'autre. Dans les 2 cas, le raccord est correct. Les divergences observées pour les grandes quantités de lumière (à droite des spectres) correspondent à des zones non peuplées par les noyaux détectés.

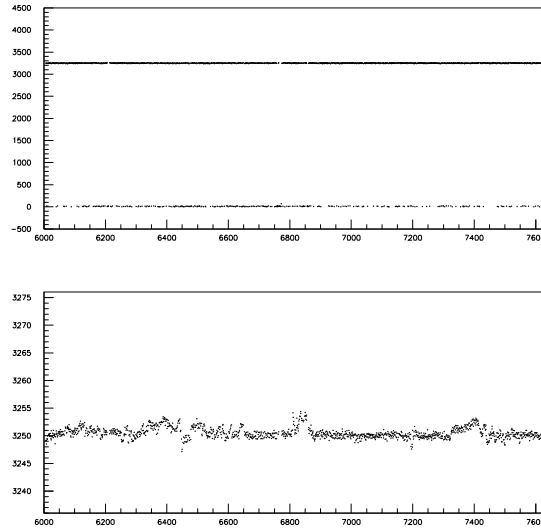


FIG. 2.8 – Couroenne 2, module 1 : évolution du signal Grand Gain du silicium durant la cinquième campagne. En abscisse sont portés les runs, en ordonnée les canaux du silicium touché. La figure du haut est en pleine échelle, celle du bas est un agrandissement sur les évènements "géné" pour les mêmes runs. Afin de vérifier la stabilité du module, le générateur d'évènements envoie un signal constant, l'évolution de la réponse est surveillée.

précédents par extrapolation. Cependant, la validité des trois ajustements sur toute la cinquième campagne dépend évidemment de la stabilité de l'électronique des détecteurs correspondants. Cette stabilité peut être vérifiée grâce à un générateur d'impulsion ("Slow Control"). Une impulsion calibrée, toujours identique, est appliquée à l'entrée des préamplificateurs et suit la chaîne électronique comme un événement physique. De cette façon, la stabilité de l'ensemble de détection peut être contrôlée. Toujours dans le cas du module 1 de la couronne 2, la dérive observée tout au long de la cinquième campagne ne dépasse pas 0,3% (fig. 2.8).

Toutes ces figures concernent le module 1 de la couronne 2 pour lequel aucune identification en masse n'est possible. Dans la suite, nous verrons l'exemple d'une couronne pour laquelle la résolution des cartes GG est suffisante pour faire l'identification en masse.

Prenons l'exemple du premier module de la huitième couronne. Pour ce dernier, deux ajustements ont été tracés, un pour chaque gain du silicium (fig. 2.9). Considérons uniquement le fonctionnement grand gain, l'ajustement de la carte PG étant relativement semblable à celui de la couronne 2. Cette fois-ci, une identification en masse pour les 6 premières charges est possible, chaque ligne correspondant à une charge et à une masse. Par exemple, pour la charge  $Z=1$ , on arrive à séparer les protons, les deutons et les tritons. Cette séparation est nettement visible sur les projections en masse pour une charge donnée (fig. 2.10). Jusqu'à  $Z=5$ , le rapport signal/bruit est suffisamment grand pour identifier les différentes masses. La limite est la charge  $Z=6$  pour laquelle ce rapport  $\frac{S}{B}$  reste tout de même supérieur à 1,4.

Encore une fois, il reste à contrôler le raccord entre les deux ajustements (fig. 2.11). La grille tracée pour le fonctionnement grand gain est la grille des  $Z$  moyens. L'accord est tout satisfaisant dans la zone de raccordement ( $Z=6$ ).

Par le biais de ces deux exemples (couronne 2 et couronne 8), nous avons mis en évidence la méthode d'identification pour les étages Si-CsI des couronnes avant du multidétecteur INDRA. Plusieurs vérifications ont pu être faites et ont donné des résultats tout à fait convaincants. La seconde partie du travail nous concernant portait cette fois-ci sur les couronnes arrières (10 à 17) et les étages Chio-CsI. Le paragraphe suivant présente le travail effectué.

## Identification Chio - CsI des couronnes 10 à 17

L'identification par la méthode  $\Delta E$ -E pour les couronnes 10 à 17 se fait avec strictement la même philosophie que l'identification vue précédemment. Le détecteur à iodure de césium joue exactement le même rôle, c'est à dire qu'il mesure l'énergie résiduelle  $E$  de la particule. La perte d'énergie  $\Delta E$ , elle, n'est plus mesurée par un silicium, mais par une chambre d'ionisation. Comme pour les détecteurs silicium, les signaux des chambres d'ionisation (Chio) sont amplifiés selon deux gains différents. Les particules de faible charge sont facilement identifiables grâce à la carte ( Chio Grand Gain -  $h$  ), où  $h$  est la lumière totale du CsI. Par contre, les fragments lourds n'apparaissent pas sur ces cartes, mais sur les graphes ( Chio Petit Gain -  $h$  ).

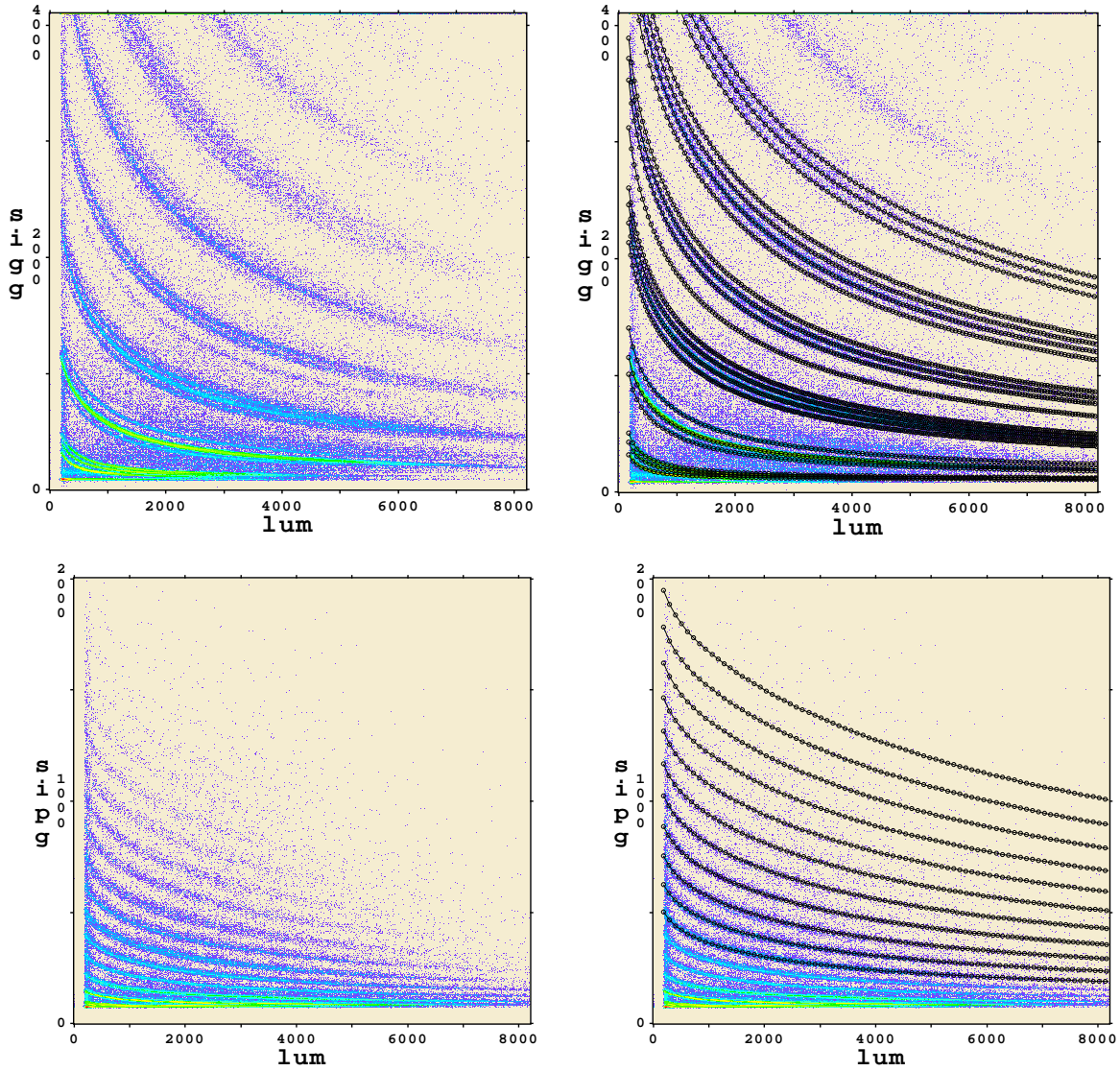


FIG. 2.9 – *Couronne 8, module 1 (Xe+Sn à 32 et 45 MeV/A) : même présentation que la figure (2.5), les graphes du haut ayant pour ordonnées (silicium Grand Gain) et ceux du bas (silicium Petit Gain). Dans le cas de la couronne 8, une identification en masse sur la carte SiGG est possible. Pour cette dernière, chaque ligne correspond à une masse et à une charge fixées.*



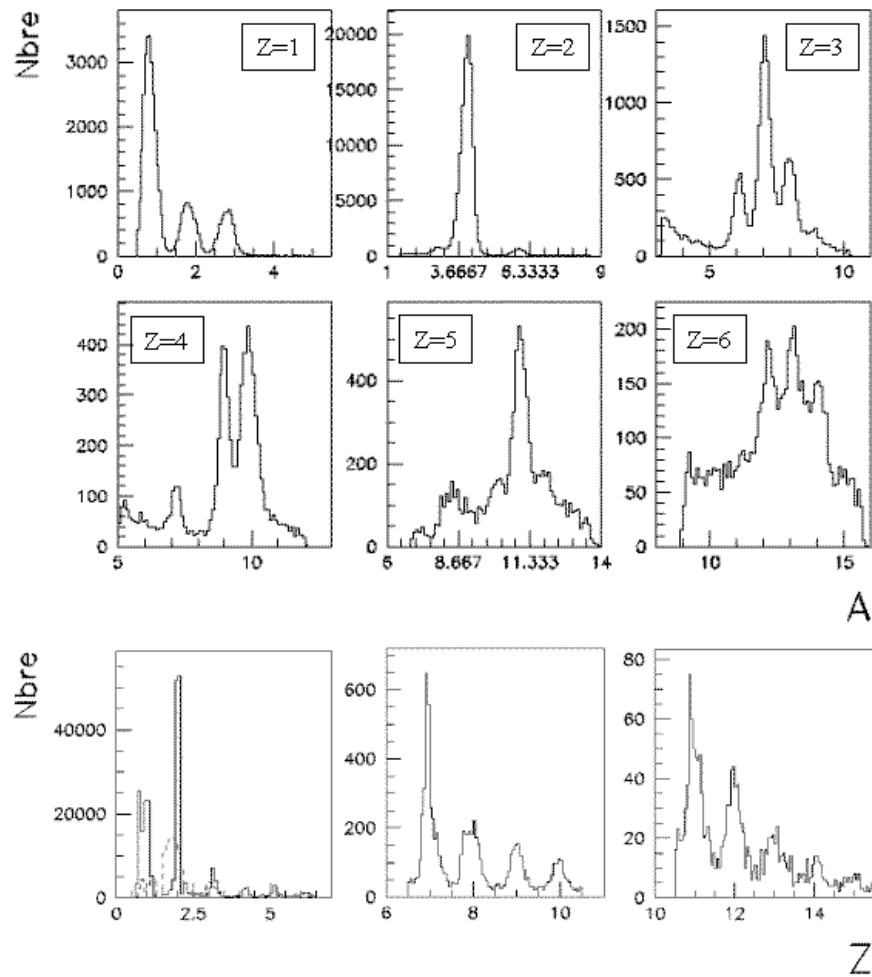


FIG. 2.10 – Couronne 8, module 1 : Les 6 premiers graphes sont les projections en masse pour une charge donnée. Les 3 derniers sont les projections en charge correspondant au fit du SiPG. Pour l'identification en masse, le rapport signal/bruit est correct jusqu'à la charge  $Z=5$  et moins bon pour  $Z=6$ .

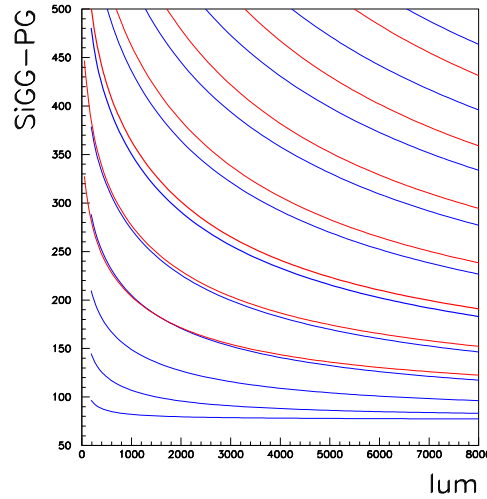


FIG. 2.11 – *Couronne 8, module 1 : La figure présente le raccord entre le fit en Grand Gain et le fit en Petit Gain. La ligne tracée en gras est le passage d'un fit à l'autre.*

Concernant le travail effectué, seules les couronnes 10, 11 et 12 avaient une résolution suffisante pour pouvoir entreprendre une identification. Sur les cartes correspondant aux autres couronnes (13 à 17), les lignes de Z ne sont pas suffisamment nettes pour pouvoir les ajuster. Le tableau récapitulatif (tab. 2.4) dresse donc le bilan du nombre d'ajustements nécessaires pour les trois couronnes exploitables, de la même façon que le tableau (2.3).

Dans la suite est présenté l'exemple du premier module de la 12ème couronne. L'ajustement de la carte ayant pour ordonnée la composante Grand Gain de la Chio ne présente pas de difficulté, les lignes de charge étant bien distinctes les unes des autres (fig. 2.12). En revanche, pour la composante Petit Gain, quelques lignes seulement sont exploitables pour le calcul d'un ajustement. Ainsi, si les premières lignes de Z ( $Z < 15$ ) sont ajustées correctement, le reste de la grille est extrapolé. Un "code" spécial sera attribué à chacune des particules de ces zones afin de garder une bonne traçabilité.

Ces deux observations sont vérifiées grâce aux projections des charges Z (fig. 2.13). Si le rapport signal/bruit  $\frac{S}{B}$  de ces courbes est tout à fait correct pour les premiers Z, il l'est beaucoup moins pour les charges supérieures. En effet, en prenant l'exemple de  $Z=25$ , on constate que le pic correspondant est mélangé à ses voisins. Le seul moyen d'attribuer une charge aux particules de cette zone est alors d'extrapoler les lignes précédentes afin d'en déduire les lignes de Z probables.

L'accord entre les deux fits grand gain et petit gain est très bon pour les petites énergies (fig. 2.14). Pour les grandes énergies, on observe un décalage d'une charge ou deux, mais dans les régions de très faible statistique. Les particules concernées par ce décalage sont donc très rares.

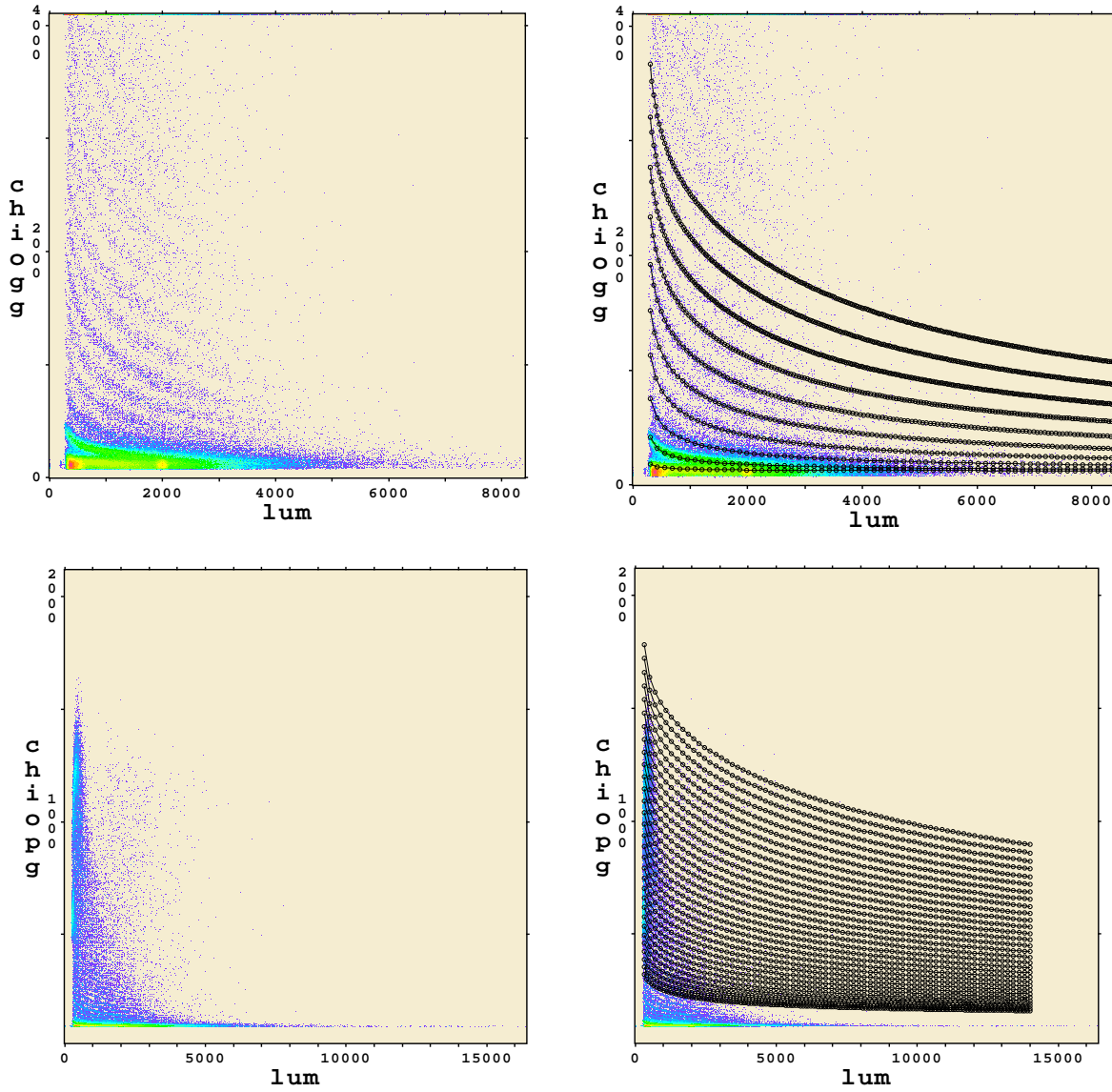


FIG. 2.12 – *Couaronne 12, module 1 (Xe+Sn à 32 et 45 MeV/A) : même présentation que la figure (2.9). Seuls 2 ajustements ont été nécessaires, un pour la carte GG et l'autre pour la carte PG. La résolution ne permet pas d'identification en masse.*

<i>Couronne</i>	<i>Nbre fits</i>	<i>Nbre fits GG</i>	<i>Ident en A</i>	<i>Nbre fits PG</i>	<i>Plage en Z des fits</i>
10	2	1	non	1	(1-10)(11-30)
11	2	1	non	1	(1-10)(11-30)
12	2	1	non	1	(1-10)(11-30)

TAB. 2.4 – *Tableau récapitulatif des couronnes 10 à 12. La correspondance de chaque colonne est la même que pour le tableau (2.3).*

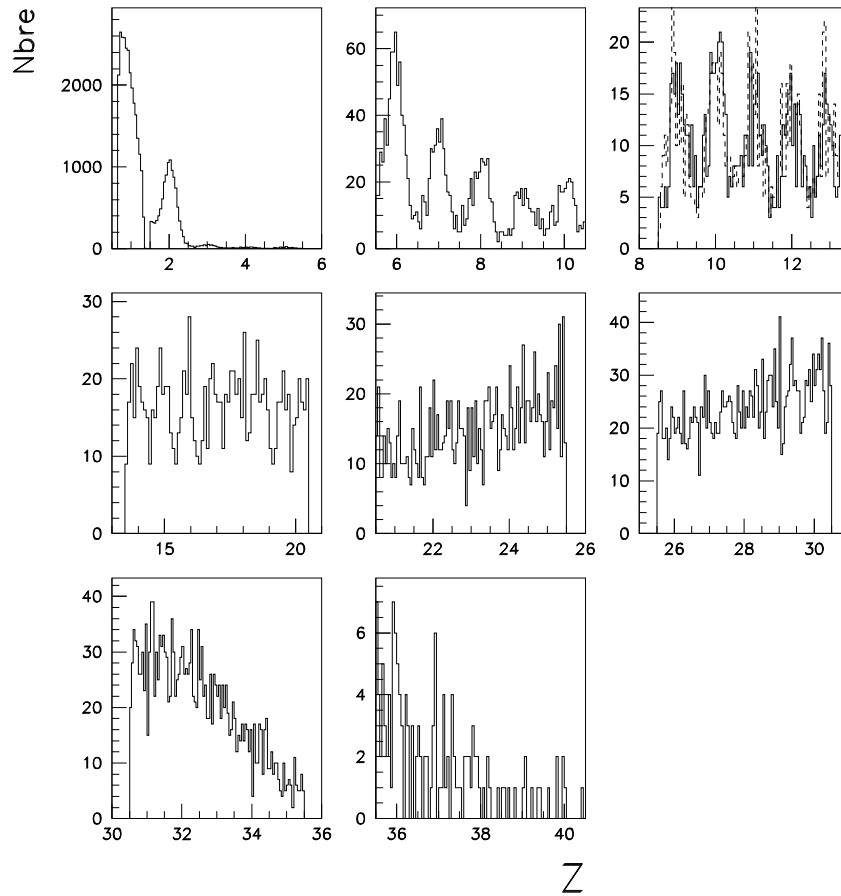


FIG. 2.13 – *Couronne 12, module 1 : Ci-dessus les projections des charges des particules détectées. Une fois de plus, le rapport signal/bruit est tout à fait correct pour les premières charges. Pour les Z supérieures à 15, les lignes sont déduites par extrapolation.*

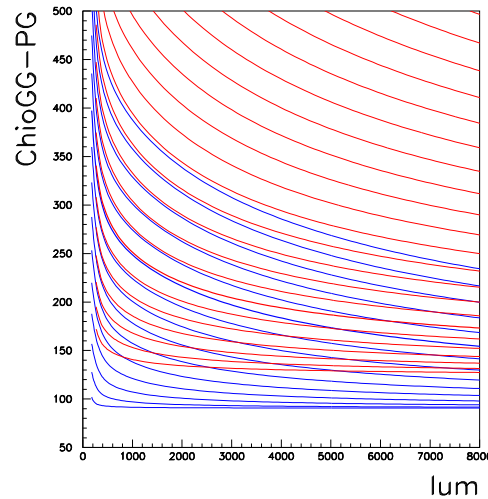


FIG. 2.14 – *Couronne 12, module 1 : Le graphe représente le raccord (ligne tracée en gras) entre les 2 fits en petit et grand gain.*

Tous les exemples d'identification présentés précédemment reposent sur la méthode  $\Delta E-E$ . De cette façon, on a la possibilité de déterminer les charges des particules détectées allant jusqu'à  $Z=60$ . Il existe une autre méthode d'identification pour les particules légères, mais cette fois-ci reposant sur la forme des signaux. C'est cette méthode qui sera rapidement présentée dans le paragraphe suivant.

### 2.2.2 La discrimination en forme des signaux

Le principe de la méthode est simple. Le scintillateur, tel que les cristaux à iodure de césium, émet un signal lumineux vers un photomultiplicateur. L'intensité lumineuse associée est alors du type :

$$I = I_r \cdot e^{-\frac{t}{\tau_r}} + I_l \cdot e^{-\frac{t}{\tau_l}} \quad (2.5)$$

La particularité est que les CsI émettent de la lumière selon deux constantes de temps différentes : l'une rapide liée à  $\tau_r$  ( $0,4 - 0,7 \mu s$ ) et l'autre lente caractérisée par  $\tau_l$  ( $7 \mu s$ ). L'intérêt de cette équation se trouve dans les constantes  $I_r$  et  $I_l$ . Elles dépendent fortement des caractéristiques de la particule détectée comme l'énergie, la masse ou la charge.

Le signal lumineux est alors converti en signal électrique par le photomultiplicateur placé derrière le scintillateur. Il a la forme suivante :

$$\frac{dq(t)}{dt} = \frac{h}{\tau_0 - \tau} \cdot (e^{-\frac{t}{\tau_0}} - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2.6)$$

$h$  étant l'intégrale du signal,  $\tau$  et  $\tau_0$  respectivement les temps de montée et de redescente du signal. Les informations concernant la particule détectée sont alors comprises dans les deux variables  $h$  et  $\tau_0$ . Pour extraire ces informations, la méthode est d'intégrer le signal

selon deux portes en temps différentes [Kno89]. La première, entre  $t = 0$  et  $t = t_1$ , donne un signal rapide noté R et la seconde, entre  $t = t_2$  et  $t = t_3$ , un signal lent noté L.

$$R = \frac{h}{\tau_0 - \tau} \cdot [\tau_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t_1}{\tau_0}}) - \tau \cdot (1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}})] \quad (2.7)$$

$$L \approx \frac{h \cdot \tau_0}{\tau_0 - \tau} \cdot (e^{-\frac{t_2}{\tau_0}} - e^{-\frac{t_3}{\tau}}) \quad (2.8)$$

La représentation de la composante rapide en fonction de la composante lente laisse apparaître plusieurs lignes qui permettent une discrimination en charge et en masse. En effet, sur la figure (2.15) est tracée la grandeur R en fonction de L pour le premier module de la couronne 10. On y remarque plusieurs lignes correspondant chacune à une charge et

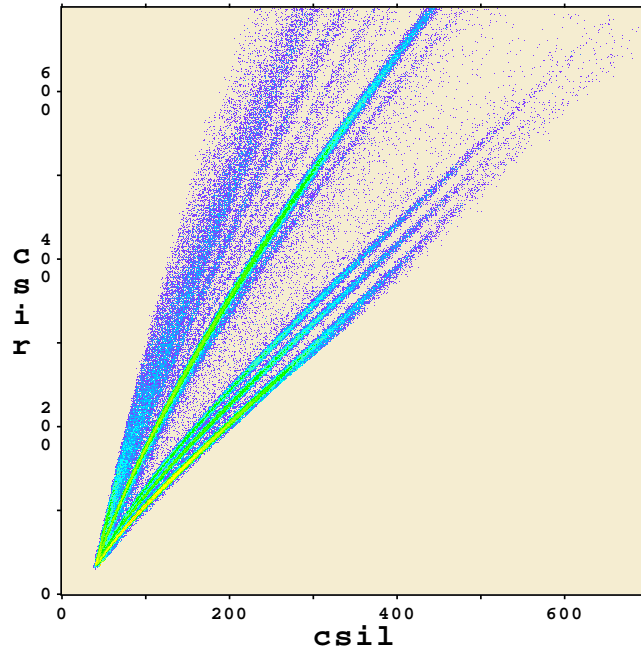


FIG. 2.15 – *Couronne 10, module 1 : agrandissement de la carte (CsI rapide - CsI lent), les axes étant exprimés en canaux. Les 2 gains des CsI permettent d'identifier les particules de faible charge. On peut ainsi facilement séparer les protons, les deutons, les tritons et les alphas.*

une masse. Quatre se distinguent particulièrement : les trois premières lignes regroupent les charges  $Z=1$  (protons, deutons et tritons), et la quatrième les particules alpha. Cette méthode permet l'identification isotopique des particules et des fragments légers jusqu'à  $Z=4$ .

## 2.3 INDRA et la campagne au GSI

L'ensemble des données présentées jusqu'à maintenant est issue de la campagne 5 menée au GANIL. La suite de cette thèse repose sur les données de la quatrième campagne d'expérience au GSI à Darmstadt. Durant cette expérience, le multidétecteur a été utilisé pour des énergies de faisceau supérieures aux campagnes précédentes. Une question se pose donc concernant les limites de INDRA. En effet, il faut que le taux de détection multiple dans une cellule reste faible, même pour les énergies incidentes entraînant de grandes multiplicités. Une étude s'impose donc concernant le nombre de détections multiples pour les collisions considérées.

La courbe de la figure (2.16) nous permet de déterminer le taux de détection multiple dans notre cas [Cop90]. En considérant une multiplicité moyenne de l'ordre de 30 et un nombre

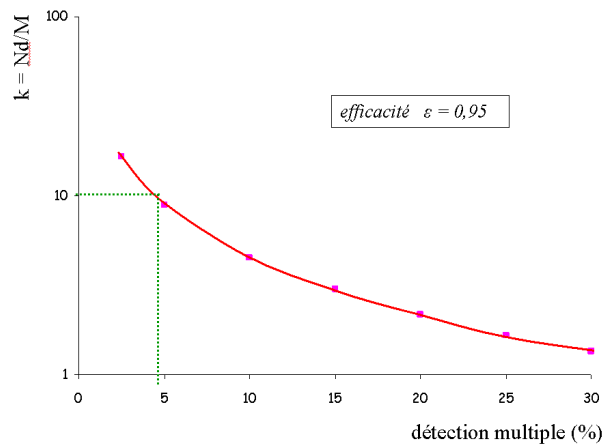


FIG. 2.16 – Représentation de la variable  $k = \frac{Nd}{M}$ , dépendant du nombre de détecteurs  $Nd$  et de la multiplicité de particules  $M$ , en fonction du pourcentage de détection multiple. Pour une multiplicité de l'ordre de 30 et pour 330 détecteurs environ, la valeur de  $k \approx 11$  correspond à moins de 5 % de détections multiples.

de détecteurs voisin de 330, le taux obtenu ne dépasse pas 5 %. Dans les données qui vont être analysées dans cette thèse, ce pourcentage indique que le taux d'erreur restera faible quand on se concentrera sur tel ou tel produit détecté. Ce sera le cas en particulier quand on s'intéressera au fragment détecté le plus lourd (sa nature sera rarement entachée d'une erreur due à un empilement dans le détecteur concerné). De plus, l'empilement le plus probable se passera avec une particule légère qui modifiera peu l'observable principale (nature en charge du fragment). Par contre, un taux d'empilement de l'ordre de 5 % signifie que la plupart des événements de multiplicité élevée est pollué par de tels empilements. Il en résultera une incertitude sur les variables globales caractérisant l'événement, en particulier l'énergie d'excitation mesurée par calorimétrie. Mais là aussi, l'erreur restera limitée à moins de 10 %.







## Chapitre 3

# Un signal de transition de phase : la bimodalité

L'un des signaux les plus remarquables de la présence d'une transition de phase est le signal de bimodalité. Ce dernier est sans doute le plus direct de tous les signaux proposés. Il consiste en effet à observer une grandeur très bien mesurée expérimentalement, sans faire d'hypothèse particulière. Les autres méthodes, elles, apparaissent moins directes (calcul de l'énergie d'excitation, nécessité de reconstruire les partitions,...). La bimodalité est donc un signal fort, même si les informations qu'elle nous apporte sont plus qualitatives que quantitatives.

Le principe de la bimodalité est le suivant : par l'observation d'une grandeur jouant le rôle de paramètre d'ordre, il serait possible de mettre en évidence deux familles d'événements à une température donnée (cadre canonique), et ainsi d'avoir la possibilité de séparer les deux phases éventuelles [Gul03].

Dans les paragraphes suivants, nous examinerons cette bimodalité d'un point de vue théorique en cherchant une observable adaptée (paramètre d'ordre). Nous vérifierons également la robustesse du signal pour pouvoir comparer les résultats à l'expérience.

Dans une seconde partie, nous présenterons rapidement les premiers résultats expérimentaux déjà publiés et obtenus pour les collisions centrales de trois systèmes différents : Ni+Ni [Lau04], Ni+Au [Bel02] et Xe+Sn [Bor02].

Enfin, la dernière partie traitera les collisions périphériques étudiées dans ce travail. Deux systèmes seront analysés pour une énergie de bombardement de 80 MeV/A : le système Xe+Sn et le système plus lourd Au+Au. Pour ce dernier, le problème de la fission sera abordé et les résultats comparés à Xe+Sn. Ce chapitre s'achèvera en étudiant l'influence de l'énergie de bombardement sur le signal de bimodalité.

### 3.1 La bimodalité : les prévisions théoriques

Une transition de phase du premier ordre dans un système fini se traduit par l'existence d'une courbure anormale de la densité d'état. En représentant l'entropie  $S$  en fonction d'un

paramètre d'ordre [Cho04] noté  $X$ , comme l'énergie  $E$ , le nombre de particule  $N$  ou encore le volume  $V$ , la transition de phase se manifestera sur la courbe par une partie convexe dans la région spinodale. Cette courbe est tracée en bleue sur la figure (3.1).

Quelle est la répercussion de cette observation sur la distribution de  $X$  ? La probabilité de

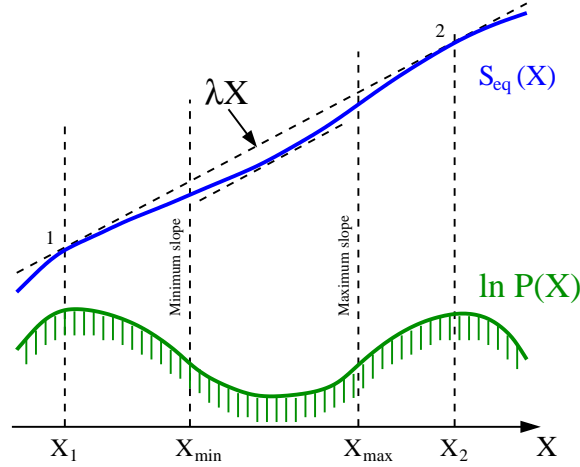


FIG. 3.1 – *Cas d'un ensemble canonique pour un système fini (figure extraite de la référence [Cho04]). La courbe bleue représente l'entropie  $S$  tracée en fonction d'une variable  $X$  jouant le rôle de paramètre d'ordre. La courbe verte correspond à la distribution de probabilité  $P(X)$  en échelle logarithmique. Une transition de phase marquée par la convexité de  $S$  se traduit par une bimodalité de  $P(X)$ .*

la variable  $X$  prend la forme  $P(X) \approx e^{S(X)-\lambda X}$  où  $\lambda = \frac{dS}{dX}$  est le paramètre de Lagrange correspondant. La distribution  $P(X)$  est représentée en vert sur la figure (3.1). On s'aperçoit que la convexité de l'entropie se traduit par la présence de deux maxima séparés par un minimum (appelée bimodalité), dans la distribution de probabilité de l'observable  $X$ . Cette bimodalité indique donc la coexistence, pour le système étudié, de deux types d'états ou "phases" distinctes. Si la grandeur bimodale est une observable collective, elle peut être identifiée à l'un des paramètres d'ordre de la transition (toute observable corrélée à un paramètre d'ordre est potentiellement paramètre d'ordre).

Si le système est à l'équilibre thermodynamique, il est possible de montrer [Cho01] que cette définition est équivalente au théorème du cercle unitaire de Yang et Lee [Lee52][Cho01]. Autrement dit, le phénomène étudié dans la limite thermodynamique est bien une transition de phase standard du premier ordre.

Afin de mettre en évidence une possible transition de phase dans la multifragmentation nucléaire, nous avons choisi de nous intéresser à la distribution de charge du plus gros fragment  $Z_{max}$ . Le choix de cette observable présente plusieurs intérêts. Tout d'abord, il s'agit d'une observable très bien mesurée expérimentalement avec INDRA. De plus, la taille du

plus gros fragment est un paramètre d'ordre dans nombre de modélisations théoriques de phénomènes critiques, thermiques ou non thermiques [Bot97]. Finalement, si la multifragmentation peut être apparentée à une transition de phase de type liquide-gaz comme il est prévu théoriquement [Ber83], alors le paramètre d'ordre attendu est la densité de matière, qui est très certainement corrélée à la taille du plus gros fragment.

Dans la suite, nous allons nous intéresser à ce paramètre d'ordre d'un point de vue théorique en utilisant un modèle : le modèle du gaz sur réseau.

### Le paramètre d'ordre $A_{max}$

Afin de mettre en évidence théoriquement le signal de bimodalité, F. Guminelli a utilisé le modèle du gaz sur réseau [Gul03]. Ce modèle, inspiré du modèle d'Ising, consiste à considérer un réseau à trois dimensions comprenant un certain nombre de sites, chaque site pouvant être vide ou occupé par une particule d'impulsion variable. Un hamiltonien est alors défini comme la somme de deux termes, l'un potentiel prenant en compte l'interaction entre particules (schématisée comme un couplage attractif constant entre plus proches voisins ; aucun terme de coulomb n'a été rajouté), l'autre cinétique traduisant l'agitation thermique. On peut alors calculer et observer différentes observables telle que la taille du plus gros fragment.

Ce modèle présente à la limite thermodynamique un point critique pour une valeur de la pression  $P = P_c$ , et une transition de phase du premier ordre du type liquide-gaz pour  $P < P_c$ .

La figure suivante (fig. 3.2) montre les distributions de probabilité de  $A_{max}$  normalisé à la taille de la source dans l'ensemble canonique isobare (masse fixée, énergie et volume fixés seulement en moyenne). Le calcul est fait à une pression sous-critique ( $P < P_c$ ), pour des températures proches de la température de transition  $T_t$  et pour un système de 216 particules.

En observant la courbe noire du second graphe (en haut, à droite) de la figure (3.2), on constate la présence de deux maxima séparés par un minimum, caractéristique d'un paramètre d'ordre. Cette courbe, correspondant à la température de transition  $T_t$ , permet de mettre en évidence deux types d'événements différents. Le premier type, caractérisé par le pic de droite, regroupe les événements ayant un résidu bien plus gros que les autres fragments : la phase dite liquide. Le second, correspondant au pic de gauche, présente un fragment de masse  $A_{max}$  quasiment identique aux autres fragments : une faible valeur de  $A_{max}$  peut être associée à la phase gazeuse.

On constate également que, pour une température plus petite que la température de transition  $T_t$ , seuls les événements de type "liquide" subsistent de façon significative (courbe noire du premier graphe, en haut à gauche). A l'inverse, pour une température plus élevée que  $T_t$ , ce sont les événements de type "gazeux" que l'on observe (courbe noire du troisième graphe, en bas à gauche).

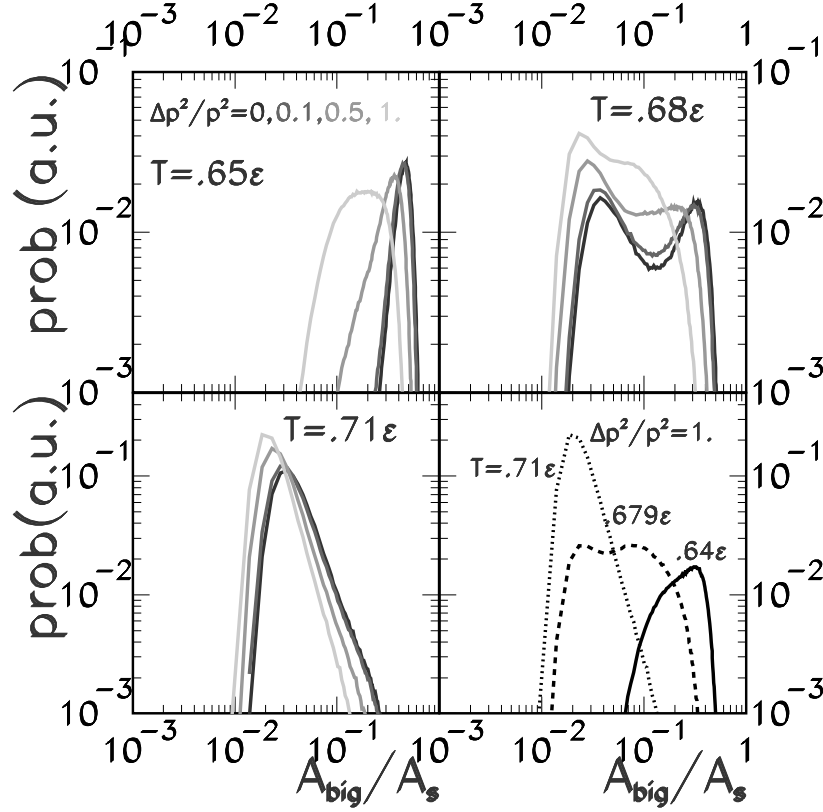


FIG. 3.2 – *Distributions de probabilité de  $\frac{A_{max}}{A_s}$  pour un ensemble canonique obtenues dans un calcul du modèle de gaz sur réseau [Gul03].  $A_{max}$  ( $A_{big}$ ) représente la taille du plus gros fragment et  $A_s$  celle de la source. Les 3 premiers graphes correspondent à 3 températures différentes (avant la température de transition  $T_t$ , à la température  $T_t$ , et après  $T_t$ ). Chaque tracé de ces graphes correspond à différentes valeurs de  $\Delta p$  (impulsion ajoutée traduisant la mémoire de la voie d'entrée : voir le texte),  $\frac{\Delta p}{p}$  pouvant représenter 0%, 10%, 50% et 100% de l'impulsion totale thermalisée. Enfin, le dernier graphique correspond à ces mêmes distributions pour un taux défini précédemment de 100% et aux trois températures précédentes.*

Nous pouvons conclure que l'observable  $A_{max}$  est effectivement un paramètre d'ordre de la transition de phase liquide-gaz, même pour un système de la taille d'un noyau atomique. Pour relier cette observation à l'expérience, il faut tenir compte d'un élément important : l'étude des noyaux se fait par le biais de collisions dynamiques. Le système détecté comprend donc non seulement la source équilibrée, mais aussi des particules ayant gardé la mémoire de la voie d'entrée. Nous allons voir dans le paragraphe suivant l'influence des particules hors-équilibre sur le signal de bimodalité observé précédemment.

### La bimodalité : un signal robuste ?

Afin de simuler théoriquement une mémoire de la voie d'entrée, il a été ajouté une énergie dans une direction donnée. Dans notre cas, la direction privilégiée sera bien sûr la direction du faisceau. Il a donc été ajouté dans le modèle précédent une impulsion  $\Delta p$  représentant un certain pourcentage de l'impulsion totale thermalisée. Cet ajout traduit le fait que la distribution dans l'espace des moments est allongée et non sphérique.

Le résultat obtenu est présenté sur la même figure (fig. 3.2). Sur chacun des trois premiers graphes sont tracés plusieurs courbes (grise claire, grise, grise foncée et noire) correspondant à différentes valeurs de  $\frac{\Delta p}{p}$  (respectivement 100%, 50%, 10% et enfin  $\frac{\Delta p}{p} = 0$ , ce qui correspond à une source totalement équilibrée). On s'aperçoit que le signal de bimodalité reste visible quelle que soit la part de l'impulsion thermalisée par rapport à l'impulsion totale.

Dans le quatrième graphe (en bas à droite), les trois courbes, correspondant à trois températures différentes, sont tracées pour  $\frac{\Delta p}{p} = 100\%$ . Pour le cas  $T = T_t$ , même si les deux maxima sont moins visibles, ils restent cependant présents.

Le signal de bimodalité apparaît donc robuste par rapport à la "pollution" hors-équilibre. Il semble donc que ce soit un signal fort de transition de phase, facilement applicable aux données expérimentales.

## 3.2 Un premier bilan expérimental sur la bimodalité : les collisions centrales

Le signal de bimodalité vu ci-dessus va maintenant être examiné expérimentalement. Les données étudiées dans cette perspective ont été obtenues par collisions d'ions lourds, dont les produits ont été détectés par le multidétecteur INDRA.

Après avoir sélectionné les événements correctement détectés, les collisions peuvent être classées suivant leur centralité. Certaines d'entre elles, à petits paramètres d'impact, sont caractérisées par une seule source en voie de sortie, à une énergie d'excitation approximativement définie, l'énergie incidente étant fixée. Nous les appellerons collisions centrales. Ce sont les plus violentes. Plusieurs méthodes permettent de les sélectionner, les plus simples consistant à faire une sélection sur une observable liée à la violence de la collision (multiplicité de particules [Met95][LeF97][Bel02], angle de flot [Sal97][LeF97][Mar97][Ngu98][LeN99], énergie transverse totale des particules légères [Lav01][Neb99][LeF04],...). D'autres méthodes, plus complexes, sont basées sur des analyses multidimensionnelles (ACP [Bel00], DA,...) comme nous le verrons dans la suite.

A l'opposé, d'autres collisions ont un paramètre d'impact plus grand et cette fois-ci, deux sources sont formées, couvrant une large gamme d'énergie d'excitation. Ce sont les collisions périphériques et semi-périphériques.

Cette partie présente les résultats déjà publiés, obtenus pour les collisions dites centrales pour trois systèmes différents : Ni+Ni [Bel02], Ni+Au[Lau04] et Xe+Sn[Bor02].

### 3.2.1 Ni+Au

Dans un premier temps, examinons les résultats obtenus [Bel02] pour les collisions centrales du système Ni+Au à trois énergies différentes : 32, 52 et 90 MeV/A (2ème campagne). L'étude a été réalisée à l'aide d'une analyse multidimensionnelle. Cette dernière, nommée ACP (Analyse en Composante Principale), est basée sur des critères de corrélation entre variables globales. Son principe est présenté dans la suite (§ 3.3.4). Pour en revenir au système Ni+Au, ce sont en réalité deux ACP successives qui ont été faites afin de conserver uniquement les événements centraux correctement détectés. De cette façon, pour chaque énergie incidente, les événements sélectionnés correspondent à une plage restreinte en énergie d'excitation et en température.

Afin de choisir un paramètre d'ordre adapté, les charges des deux plus gros fragments ont été tracées l'une en fonction de l'autre. Ce sont les 3 premiers graphes de la figure (3.3) correspondant à 3 énergies incidentes différentes. On peut y distinguer 2 familles d'événements. La première regroupe les événements possédant un gros fragment, bien plus gros

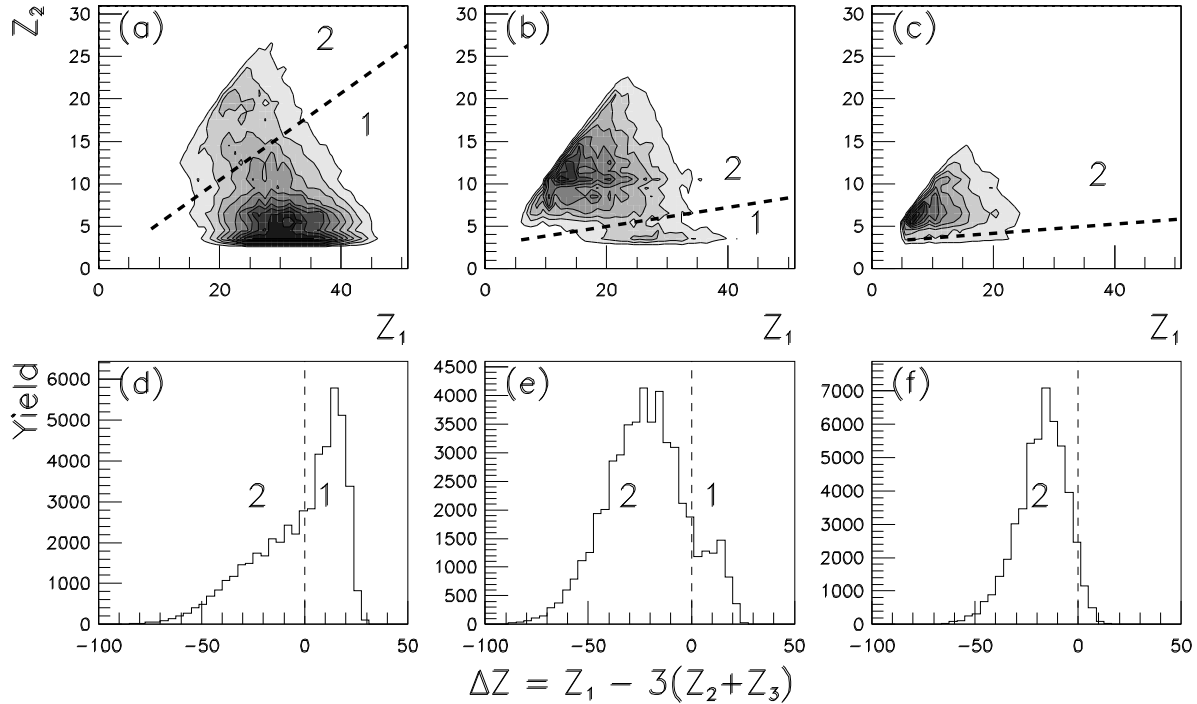


FIG. 3.3 – *Ni+Au, 32-52-90 MeV/A* : Les graphes (a) et (d) correspondent aux collisions centrales du système Ni+Au à 32 MeV/A, (b) et (e) à 52 MeV/A, (c) et (f) à 90 MeV/A. En haut sont représentées les charges des deux plus gros fragments, l'une en fonction de l'autre. En bas, les distributions de la variable  $\Delta Z$  traduisent l'asymétrie des 3 plus gros fragments ( $\Delta Z = Z_1 - 3(Z_2 + Z_3)$ ).

que le deuxième ( $Z_1 \gg Z_2$  : zone 1 de la figure). La seconde est telle que les deux plus gros fragments sont de taille similaire ( $Z_1 \approx Z_2$  : zone 2). Remarquons que, dans cette figure, les événements de fission n'apparaissent pas, les fragments correspondant n'étant pas détectés du fait des seuils de détection de INDRA.

Le paramètre d'ordre choisi souligne le caractère asymétrique de certains événements :  $\Delta Z = Z_1 - 3(Z_2 + Z_3)$ . Les distributions de  $\Delta Z$  pour les trois énergies sont représentées sur la figure (3.3). On constate une nette différence entre chaque graphe obtenu. Pour 32 MeV/A, un seul pic apparaît dans la distribution avec une légère traîne, correspondant principalement aux événements de la zone 1. A cette énergie, le système est encore dans sa phase ordonnée, comme pour le calcul montré précédemment pour  $T < T_t$ . De même, à 90 MeV/A, on observe un pic unique mais cette fois-ci correspondant à la zone 2 : le système est dans sa phase désordonnée. Enfin, pour une énergie incidente égale à 52 MeV/A, on semble distinguer une bimodalité. En effet, deux pics apparaissent dans la distribution de  $\Delta Z$ . La condition thermodynamique correspondant à ces événements s'apparente à une "température" proche de la température de transition.

Ces résultats expérimentaux sont qualitativement semblables aux résultats prévus théoriquement. Cependant, la détection incomplète des produits de réaction ne nous permet pas de conclure nettement. La possibilité d'avoir "raté" un fragment peut influencer les résultats.

Dans la suite, nous nous intéresserons toujours aux collisions centrales mais cette fois-ci pour un système symétrique : Ni+Ni.

### 3.2.2 Ni+Ni

De la même façon, les collisions centrales du système symétrique Ni+Ni à 32 MeV/A ont été étudiées [Lau04]. Les événements à source unique ont été sélectionnés cette fois-ci par une méthode d'Analyse Discriminante (D.A.). En résumé, cette méthode se base sur la définition de moments, noté  $M_{jklm}$ , qui sont des combinaisons linéaires de l'énergie de masse et de l'énergie cinétique de chaque particule de chaque événement. Une variable discriminante est alors déduite (dans notre cas  $d_{625}$ ) qui est elle-même une combinaison linéaire des 625 premiers moments  $M_{jklm}$ . Alors, en sélectionnant les petites valeurs de  $d_{625}$ , on conserve uniquement les événements à source unique [Lau04].

Une fois ces événements sélectionnés, on peut tracer une variable d'asymétrie comme dans le paragraphe précédent. Il a été choisi de s'intéresser à la variable  $Asym_{123}$  [Kre93] suivante :

$$Asym_{123} = \frac{\sqrt{\sum_{n=1}^3 (Z_{max_n} - \langle Z \rangle)^2}}{\sqrt{6} \langle Z \rangle} \quad (3.1)$$

où  $Z_{max_1}$ ,  $Z_{max_2}$ ,  $Z_{max_3}$  désignent les charges des trois plus gros fragments de l'événement, et  $\langle Z \rangle$  leur valeur moyenne. Cette variable reflète la symétrie des partitions en charge, une grande valeur de  $Asym_{123}$  caractérisant des cas où la charge la plus élevée l'est nettement plus que les autres. A l'opposé, des événements de faible asymétrie présenteront une valeur de  $Asym_{123}$  plus faible.



La figure (3.4) représente la distribution de la variable  $Asym_{123}$  pour 32 MeV/A d'énergie incidente. Les points noirs correspondent aux données expérimentales. Nous constatons que le graphe obtenu présente une bimodalité marquée. Un premier pic, pour une variable

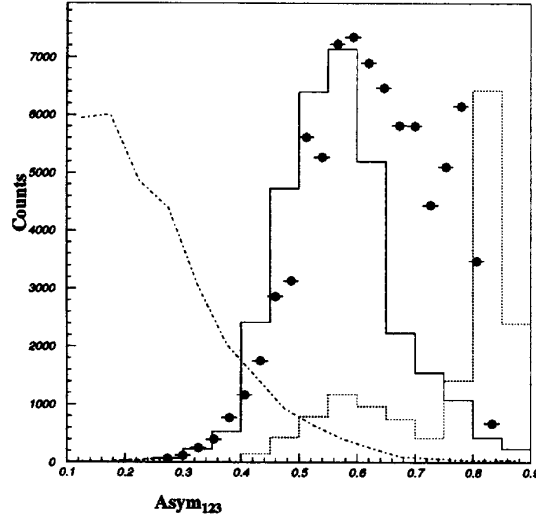


FIG. 3.4 –  $Ni+Ni$ , 32 MeV/A : Distribution de la variable d'asymétrie  $Asym_{123}$ . Les points noirs correspondent aux données expérimentales, les courbes à différents modèles : GEMINI (trait pointillé), SMM (trait continu) et DMH (trait point-tiret alternés).

d'asymétrie proche de 0,8, regroupe les événements pour lesquels il y a un gros résidu accompagné de plusieurs particules de faible Z. Le second pic, pour  $Asym_{123} \approx 0,6$ , possède un  $Z_{max}$  beaucoup plus faible, accompagné de fragments de charge assez proche. On observe donc deux types d'événements qui coexistent.

Les autres distributions tracées sur la figure (3.4) correspondent à différents modèles. La courbe en pointillé, issue du code GEMINI [Cha88] décrivant l'émission séquentielle d'une source unique excitée à 5 MeV/A, reproduit la première famille d'événements. La seconde famille, elle, est retrouvée grâce au modèle de multifragmentation SMM [Bon95] représentée par le trait continu, toujours pour une source d'énergie d'excitation de 5 MeV/A. Enfin, un calcul dynamique (Dynamic Minimum Hypothesis) obtenu en générant des partitions, compatibles avec l'énergie disponible identique aux modèles précédents, par des tirages Monte-Carlo [Gui02], montre l'absence de cette contribution. Le signal de bimodalité est donc observé par l'existence à la fois d'événements reproduits par le modèle GEMINI attribuable à la phase "liquide", et d'événements de multifragmentation reproduits par SMM appartenant à la phase "gazeuse".

Encore une fois, nous devons être prudent. Les résultats présentés ici ont demandé une sélection des événements par la variable  $d_{625}$ . Or, il a été vu que cette méthode ne retenait qu'un certain type d'événements [Gui02]. De plus, la variable d'asymétrie utilisée, assez complexe, manque nettement de lisibilité. Le signal de bimodalité, observé pour les colli-

sions centrales du système léger Ni+Ni, est donc obtenu de façon assez indirecte. Dans la suite, les résultats pour les collisions centrales du système Xe+Sn [Bor02] seront rappelés et comparés aux précédents.

### 3.2.3 Xe+Sn

Ce paragraphe présente donc l'étude menée sur les collisions centrales du système Xe+Sn dans la référence [Bor02]. Dans cette étude, une variable a été définie dans le but de séparer les contributions des deux phases :  $\frac{\sum Z_{\geq 13} - \sum Z_{3-12}}{\sum Z_{\geq 3}}$ . Cette expression passe par la définition d'une charge limite fixée à  $Z = 12$ , les fragments de charge supérieure à cette limite étant attribués à la phase dense. La variable serait alors comparable à la différence des densités des deux phases  $\rho_L - \rho_G$ , paramètre d'ordre de la transition de phase liquide-gaz. Les distributions correspondantes sont données sur la figure (3.5). Chaque symbole

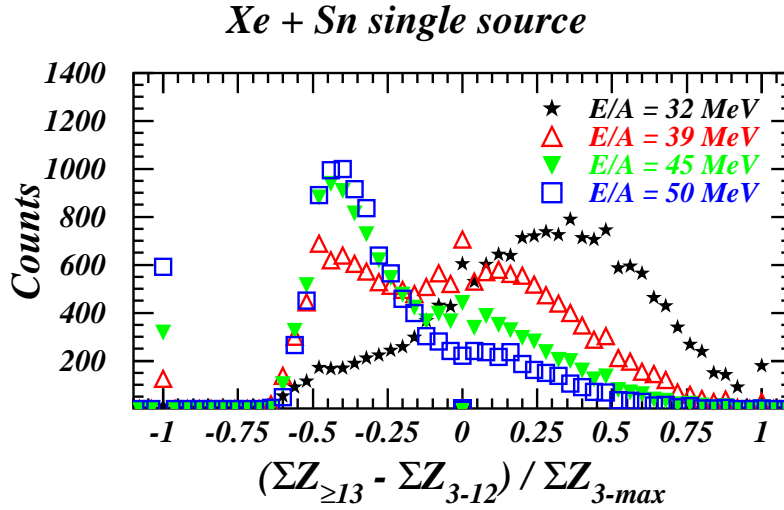


FIG. 3.5 – *Xe+Sn, 32 à 50 MeV/A : Distributions de la variable  $\frac{\sum Z_{\geq 13} - \sum Z_{3-12}}{\sum Z_{\geq 3}}$  pour 4 énergies de bombardement allant de 32 à 50 MeV/A. Deux familles d'événements apparaissent, l'une présentant des valeurs positives de la variable précédente (phase "liquide"), l'autre des valeurs négatives (phase "gazeuse").*

correspond à une énergie de bombardement. Nous constatons l'émergence de deux familles. La première, pour des valeurs positives de la variable, regroupe des événements pour lesquels la contribution des gros fragments est importante. Ces événements s'apparentent à la phase dite "liquide" et dominent pour 32 MeV/A d'énergie incidente. La seconde famille, pour des valeurs négatives de la même variable, concerne les événements ayant beaucoup de petits fragments représentant une grande part de la charge totale. Ces événements s'appar-

rentent cette fois-ci à une phase moins dense : la phase dite "gazeuse". Ils sont dominants pour les énergies 45 et 50 MeV/A. Enfin, pour 39 MeV/A d'énergie incidente, les deux contributions semblent comparables, la distribution présentant deux maxima.

Il apparaît ainsi une bimodalité. Cependant, comme pour le système précédent, cette observation nécessite la définition d'une variable assez complexe pour laquelle une limite arbitraire est fixée. L'obtention du signal est encore une fois assez indirecte. On peut même se demander si la nature même de la variable (seuil arbitraire à 13) ne peut pas "créer" le signal, car deux événements de  $Z_{max} = 12$  et  $Z_{max} = 14$  (qui sont donc voisins) donnent des résultats très différents, ceci pouvant induire des accumulations arbitraires d'événements.

En résumé, nous avons donc rappelé les différents résultats concernant le signal de bimodalité sur les collisions centrales de plusieurs systèmes différents. Si, pour chacun d'eux, la bimodalité a été observée, des hypothèses ont cependant été indispensables. Dans la suite, nous allons donc essayer, par le biais des collisions périphériques, de mettre en évidence ce signal de bimodalité, mais de façon plus directe (minimum de sélection, variable d'observation simple).

### 3.3 Les collisions périphériques et semi-périphériques

Intéressons-nous donc maintenant aux collisions de type périphériques et semi-périphériques. Dans ce cas, deux sources principales sont formées en voie de sortie dans la majorité des cas (des éventuelles déviations par rapport à cette image sont discutées plus loin). Nous les appellerons le quasi-projectile (QP) et la quasi-cible (QC). Une autre différence par rapport aux collisions centrales vient du fait qu'une large gamme d'énergies d'excitation est accessible, le projectile et la cible pouvant être freinés de façon variable d'un événement à l'autre.

Nous allons, dans la suite, vérifier le caractère binaire de ces collisions et tenter de reconstruire le QP grâce à ses produits de désexcitation. La provenance de chaque particule devra être déterminée. Nous conserverons alors uniquement les événements correctement détectés et ce sera, dans un premier temps, la seule sélection opérée. De cette façon, l'échantillon d'événements ne sera pas biaisé. Ces mêmes événements seront alors triés en utilisant une grandeur décorrélée du quasi-projectile : l'énergie transverse par nucléon des particules légères de la quasi-cible [Luk97][Gen99] (cette variable a déjà été utilisée mais pour l'ensemble du système). Cette grandeur a l'intérêt, dans le cas d'une source thermalisée, d'être comparable à la température définie dans le calcul du gaz sur réseau présenté précédemment.

Les systèmes Xe+Sn et Au+Au seront alors analysés et comparés en traçant les distributions de probabilité d'un paramètre d'ordre adapté à l'expérience : la variable  $Z_{asym}$ . Enfin, une étude de l'influence de l'énergie incidente sera développée.

### 3.3.1 Topologie et caractérisation des événements

Parmi les différents événements détectés, seuls les événements binaires nous intéressent, c'est à dire ceux pour lesquels deux sources sont formées : le quasi-projectile (QP) et la quasi-cible (QC). Etant donné les seuils du multidétecteur INDRA, seul le QP est entièrement détecté. C'est donc sur ce dernier que nous allons travailler dans la suite.

Dans un premier temps, nous allons vérifier le caractère binaire de ces collisions et de ce fait, la possibilité de reconstruction du quasi-projectile. Pour cela, prenons l'exemple des particules alpha qui sont très nombreuses. Les différents graphes de la figure (3.6) représentent la composante parallèle  $V_{par}$  à l'axe du faisceau de la vitesse des particules en fonction de la composante perpendiculaire  $V_{per}$  définie comme suit :

$$V_{per} = \frac{V_y}{|V_y|} \cdot \sqrt{V_x^2 + V_y^2} \quad (3.2)$$

Chacun de ces graphes est tracé pour différentes violences de collisions, la variable  $E_{trans}$  permettant ce tri étant définie dans la suite (§ 3.3.2). La ligne tracée en pointillé repère le centre de masse de la réaction. Nous observons nettement deux cercles correspondant aux anneaux coulombiens de deux partenaires, au moins pour les six premiers graphes. En effet, le premier cercle centré autour de  $-5$  à  $-6$  cm/ns signe la présence de la quasi-cible à l'arrière du centre masse. De la même façon, le quasi-projectile est clairement visible pour  $V_{par} \approx 5 - 6$  cm/ns.

Cependant, il existe des particules situées autour du centre de masse ne venant pas de la désexcitation des deux sources. Ces particules proviennent du pré-équilibre ou d'une décroissance non isotrope du QP ou du QC.

Cette dernière remarque nous amène à tracer l'allure des événements binaires. Elle est présentée sur la figure (3.7). Les cercles pleins représentent les différentes particules détectées, leur taille étant proportionnelle à leur charge. L'axe horizontal donne la direction du faisceau. Il faut donc reconstruire le quasi-projectile et cette reconstruction passe par la détermination d'un repère défini par un ellipsoïde, plus ou moins incliné par rapport à l'axe du faisceau. Cet ellipsoïde est calculé en diagonalisant le tenseur des moments de composantes  $Q_{ij}$  défini dans le repère du centre de masse de la réaction :

$$Q_{ij} = \sum_{n=1}^M \frac{1}{2m} p_i^{(n)} p_j^{(n)} \quad (3.3)$$

Dans cette équation,  $M$  est le nombre de particules de l'événement et  $p_i^{(n)}$  est la  $i^{eme}$  composante de l'impulsion du  $n^{eme}$  fragment dans le repère du centre de masse. La diagonalisation donne accès aux trois axes principaux ( $e_1, e_2, e_3$ ) de l'ellipsoïde, les valeurs propres associées ( $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ) devant vérifier les conditions suivantes :

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1 \quad (3.4)$$

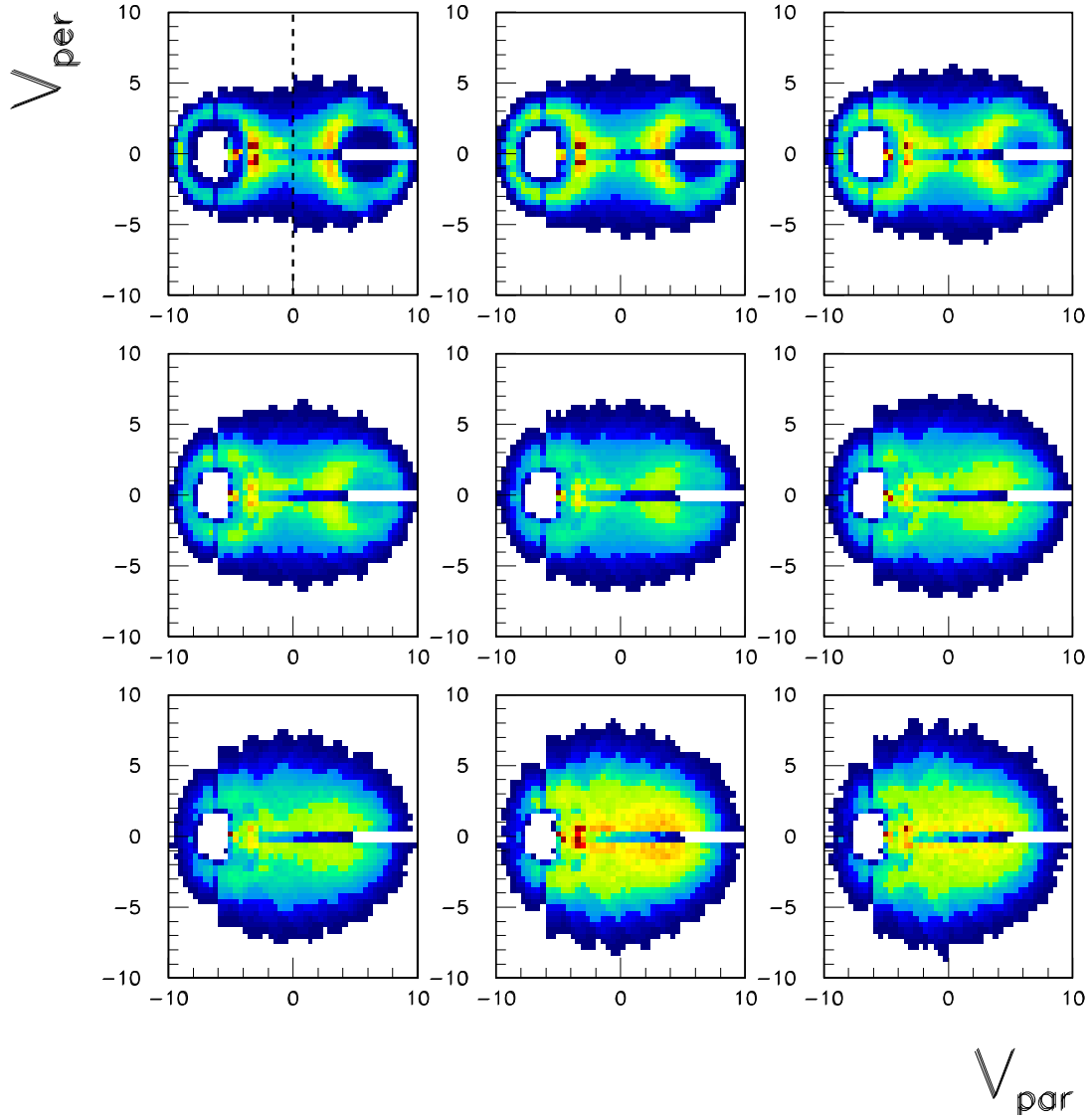


FIG. 3.6 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Figure représentant la composante  $V_{per}$  en fonction de  $V_{par}$  des particules alpha dans le repère du centre de masse pour les événements correctement détectés (voir texte plus loin). Les deux composantes sont exprimées en cm/ns. Chaque graphe correspond à différentes violences de collisions, les premiers étant les moins violentes (tri à l'aide de l'énergie transverse  $E_{trans}$  des particules légères à l'arrière du centre de masse de la réaction, grandeur présentée dans le paragraphe 3.3.2). Le centre de masse est repéré par la ligne en pointillé sur le premier graphe. Pour de faibles valeurs de  $E_{trans}$ , on distingue nettement deux sources ce qui prouve que les collisions sont binaires.

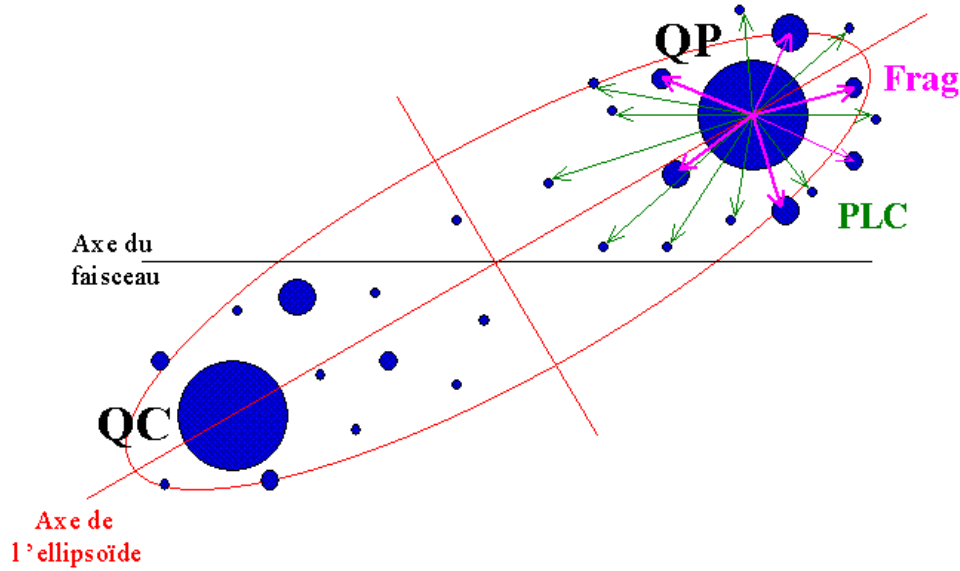


FIG. 3.7 – *Topologie des événements binaires : représentation de l'événement dans l'ellipsoïde des moments dans le centre de masse de la réaction. L'axe horizontal est l'axe du faisceau, l'axe incliné celui de l'ellipsoïde. Les ronds pleins représentent les fragments et les particules légères détectées, leur taille étant proportionnelle à leur charge. Toutes les particules à l'avant de l'ellipsoïde sont considérées comme issues du quasi-projectile (QP), tandis que les particules à l'arrière proviennent de la quasi-cible (QC).*

Les valeurs propres sont numérotées de telle façon que :

$$\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3 \quad (3.5)$$

L'ensemble  $\{\lambda_i, e_i\}$  est spécifique à chaque événement.

Une fois cet ellipsoïde défini, il nous reste à sélectionner uniquement les événements correctement détectés. Nous avons choisi d'éliminer les événements pour lesquels la charge totale à l'avant de l'ellipsoïde est inférieure à 80% de la charge du projectile. En effet, pour ces événements incomplets, on risque d'avoir "raté" un fragment lourd. Cette condition prévient donc la possibilité de la perte d'un fragment significatif et autorise les éventuelles fluctuations physiques.

### 3.3.2 La méthode de tri : le choix de $E_{trans}$

Seuls les événements complets sont à présent sélectionnés. Pour étudier un éventuel signal de bimodalité, il nous reste à définir une variable de tri qui nous permettra de classer les événements suivant la violence de collision, tout en préservant les fluctuations physiques d'énergie déposée (comme pour la température du modèle de gaz sur réseau). Dans cette perspective, nous avons choisi l'énergie transverse [Luk97] des particules légères ( $Z = 1$  ou  $Z = 2$ ) de la quasi-cible, et ceci pour différentes raisons.

La première raison de ce choix s'explique par le fait qu'une énergie transverse définit la proportion d'énergie dissipée perpendiculairement à la direction incidente. En effet, si  $\theta_i$  est l'angle que fait la particule avec l'axe du faisceau, l'énergie transverse prend la forme suivante :

$$E_{trans} = \sum_{i=1}^M E_i \cdot \sin^2(\theta_i) \quad (3.6)$$

Elle traduit donc la violence de la collision, une petite valeur de  $E_{trans}$  correspondant à une collision peu violente. Il a été choisi de considérer l'énergie transverse précédente de la seule quasi-cible. Ainsi, la QC peut jouer le rôle d'un bain thermique. De plus, s'intéresser uniquement à la QC pour trier les événements nous permet d'éviter une quelconque corrélation entre la variable de tri et le paramètre d'ordre observé du côté du QP.

Le second choix qui a été fait est de comptabiliser l'énergie transverse uniquement des particules légères, et ceci dans le but de minimiser les éventuels effets de détection (les seuils de détection des LCP étant faibles). De cette façon, cette variable est fortement corrélée à la violence, voire à la température des sources en voie de sortie si l'équilibre est atteint.

Dans la suite de ce travail, deux séries de neuf zones en énergie transverse ont été définies. Afin de faciliter la comparaison entre les systèmes de masse différentes, ces zones ont été définies pour une énergie transverse normalisée à la masse du système étudié :

$$\frac{E_{trans}}{A_p + A_c}.$$

La figure (3.8) représente la distribution de cette variable pour le système Xe+Sn à 80 MeV/A. Une constatation s'impose concernant l'allure de la courbe obtenue. On s'aperçoit qu'il manque un certain nombre d'événements, les plus périphériques. En effet, la distribution est tronquée pour les faibles énergies transverses ( $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c} < 0,5$ ) pour des raisons de détection : la multiplicité de déclenchement, choisie supérieure ou égale à 7 pour cette série de données, entraîne la perte de collisions très périphériques (peu violentes). La courbe correspondante pour le système Au+Au ne présente pas cette troncature en raison de la présence de fission.

Cette remarque étant faite, revenons à la définition des deux séries de zones d'énergie transverse. La première série (notée A) couvre toute la gamme en  $E_{trans}$ , les zones définies allant de  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c} \in [0; 0,4] MeV/A$  jusqu'à  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c} \in [3,2; 3,6] MeV/A$ .

La seconde série (notée B) regroupent neuf zones allant de  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c} \in [0; 0,15] MeV/A$  à  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c} \in [1,2; 1,35] MeV/A$ , et correspondant aux énergies transverses autour de la zone de transition. Ce sont ces différents domaines qui nous permettront de trier les événements

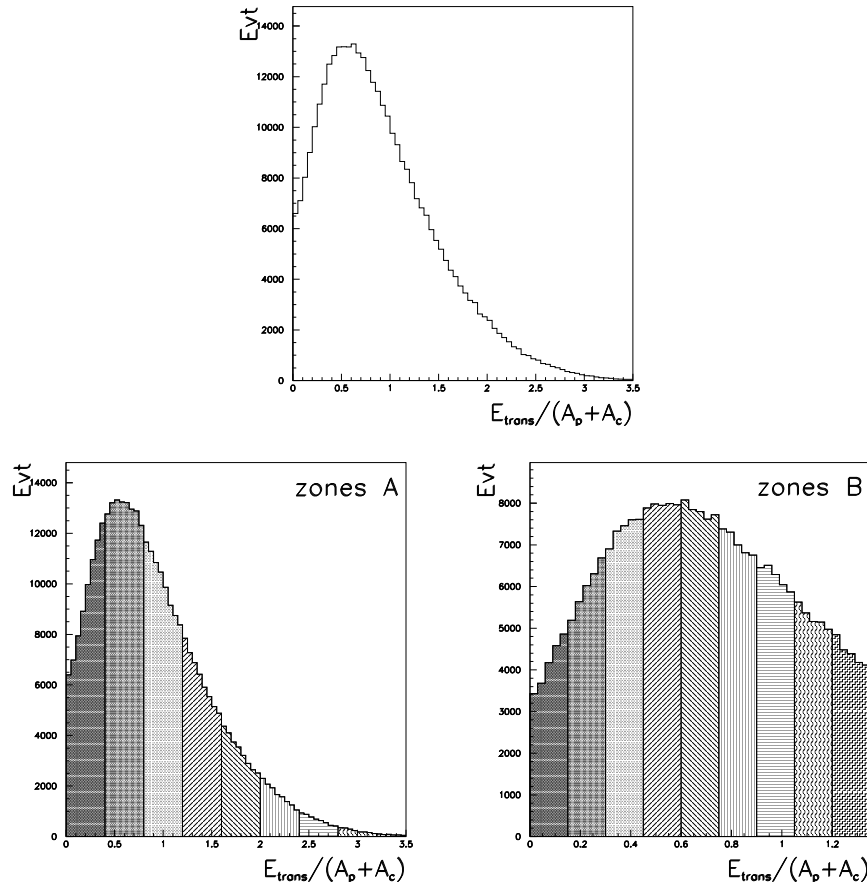


FIG. 3.8 –  $Xe+Sn$ ,  $80 \text{ MeV}/A$  : Distribution de l'énergie transverse normalisée à la masse de la voie d'entrée  $\frac{E_{trans}}{A_p+A_c}$  en  $\text{MeV}/\text{nucléon}$  (en haut). En bas, à gauche, sont représentées les 9 zones définies sur toute la gamme en  $E_{trans}$  (zones A). En bas, à droite, 9 autres zones sont définies pour  $E_{trans} < 350 \text{ MeV}$  ou  $E_{trans} < 1,35 \text{ MeV}/u$  (zones B) correspondant à une loupe autour de la zone où la bimodalité est observée (voir plus loin).



en température pour étudier le signal de bimodalité.

### 3.3.3 Le système Xe+Sn

Dans la suite, nous allons donc nous intéresser au signal de bimodalité du point de vue expérimental. Pour l'étudier, il faut choisir une variable adaptée jouant le rôle de paramètre d'ordre.

Pour ce faire, intéressons-nous au plus gros fragment en le comparant au deuxième plus gros. La figure (3.9) représente  $Z_2$  en fonction de  $Z_1$  pour le système Xe+Sn à 80 MeV/A,

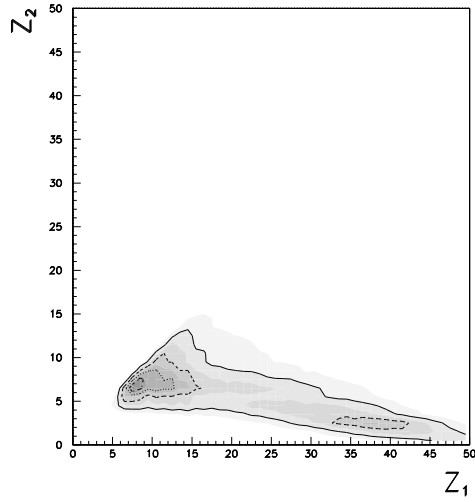


FIG. 3.9 – *Xe+Sn, 80 MeV/A : Représentation  $Z_1$  vs  $Z_2$ . Nous constatons l'existence de deux familles distinctes, la première pour de grandes valeurs de  $Z_1$ , la seconde pour des valeurs  $Z_1$  et  $Z_2$  proches l'une de l'autre.*

$Z_1$  et  $Z_2$  étant les charges des deux plus gros fragments. Deux types d'événements apparaissent, les uns tels que  $Z_1$  est bien supérieur à  $Z_2$ , les autres tels que  $Z_1 \approx Z_2$ .

La variable jouant le rôle de paramètre d'ordre doit pouvoir distinguer ces deux familles différentes. Le choix s'est donc porté sur une variable proche de  $Z_{max}$ , mais soulignant le caractère asymétrique de certains événements. Il faut en effet différencier un événement ayant un résidu d'un événement pour lequel  $Z_1$  est faible, proche de la valeur de  $Z_2$ . Pour cela, nous avons choisi la variable la plus simple :  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$ . Elle a été normalisée à la somme des deux plus gros fragments toujours dans une perspective de comparaison entre différents systèmes.

Le paramètre d'ordre potentiel est maintenant choisi. Observons ce dernier représenté en fonction de la charge du plus gros fragment  $Z_{max}$  (fig. 3.10). Les événements sont triés en énergie transverse des particules légères de la quasi-cible pour les raisons développées ci-dessus. Les neuf zones de la figure (3.10) couvrent l'ensemble de la distribution en  $E_{trans}$ ,

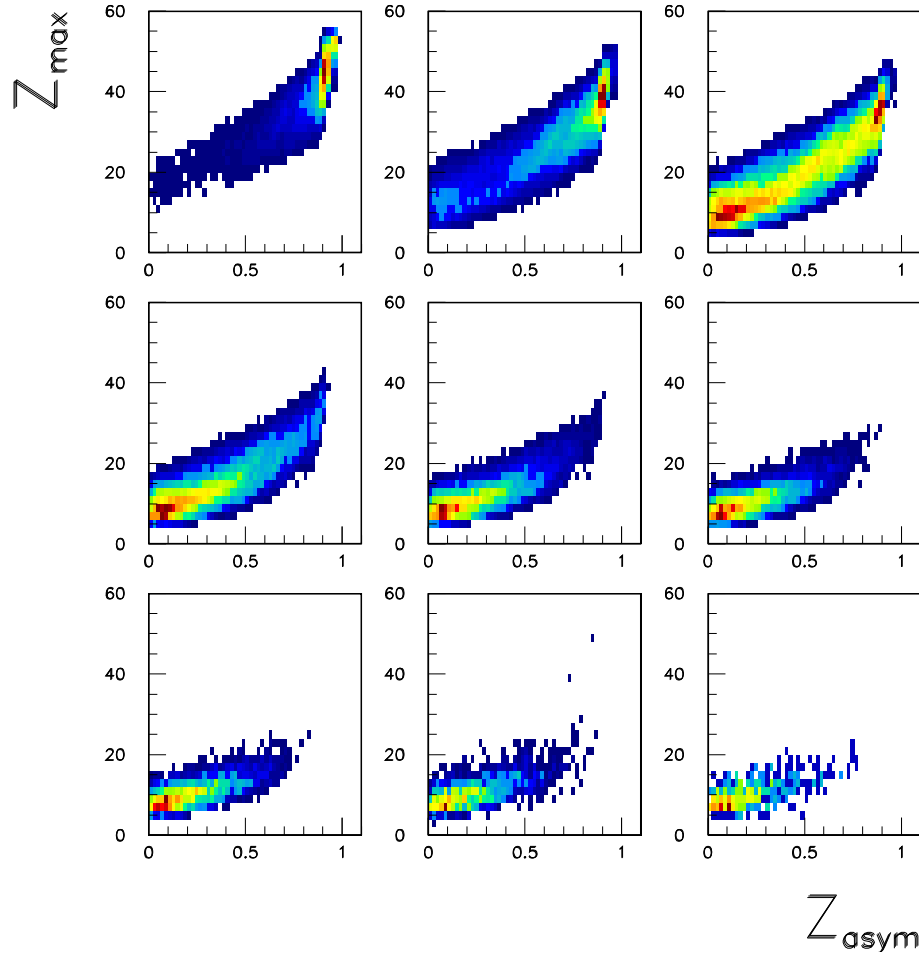


FIG. 3.10 –  $Xe+Sn$ ,  $80 \text{ MeV}/A$  : Les 9 graphes ci-dessus représentent  $Z_{\text{asym}} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$  en fonction de  $Z_1$  pour différentes tranches en énergie transverse normalisée. Ces tranches correspondent chacune à  $100 \text{ MeV}$  et balayent l'ensemble de la distribution en  $E_{\text{trans}}$  (zones A de la figure (3.8)). On distingue 2 familles différentes, l'une de  $Z_{\text{asym}} \approx 1$ , et l'autre telle que  $Z_{\text{asym}} \approx 0$ . Ces deux familles coexistent dans une zone et une seule (3ème graphe, soit  $200 < E_{\text{trans}} < 300 \text{ MeV}$ ).

elles correspondent chacune à des intervalles de 100 MeV environ (zones A de la figure (3.8)). On constate à nouveau deux familles d'événements différents, l'une pour de faibles valeurs de  $Z_{asym}$  et l'autre telle que  $Z_{asym} \approx 1$ . Une bimodalité est observée dans la troisième zone d'énergie transverse, zone pour laquelle les collisions sont binaires (voir fig. 3.6). Remarquons tout de même que raisonner sur les zones de plus grande  $E_{trans}$  n'a plus de sens, la définition d'un quasi-projectile n'étant plus possible.

Afin de bien distinguer ces deux types d'événements, nous allons dans la suite nous intéresser à la projection de ces figures sur l'axe des abscisses, et ce en faisant un agrandissement sur le domaine d'énergie transverse regroupant les 4 premières zones de la figure (3.10). Intéressons-nous donc maintenant aux distributions de probabilité du paramètre d'ordre  $Z_{asym}$ . Cette fois-ci, les neuf zones correspondent aux zones notées B sur la figure (3.8). Les distributions obtenues sont tracées sur la figure (3.11). Elles couvrent une gamme d'énergie transverse allant de 0 à 350 MeV environ. Nous observons trois grandes familles de distributions. La première, correspondant aux 5 premiers graphes, présente un pic situé pour une valeur de  $Z_{asym}$  proche de 1. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe (§ 3.1), ces événements correspondent à un gros fragment, entouré de fragments beaucoup plus petits. Le second type de distributions, ce sont celles ayant un pic pour des valeurs de  $Z_{asym}$  beaucoup plus petites, autour de 0. Ces événements sont les événements de multifragmentation, ayant un  $Z_{max}$  petit, noyé parmi les autres fragments quasiment identiques. Les graphes correspondant sont les deux derniers ( $E_{trans} > 260 \text{ MeV}$ ).

Enfin, la dernière famille de distributions est un mélange des deux premières. En effet, particulièrement pour le septième graphe, nous observons les deux pics décrits précédemment, avec un léger minimum entre les deux maxima. Cette distribution, correspondant à une énergie transverse  $E_{trans} \in [225, 260 \text{ MeV}]$ , est cohérente avec la coexistence des deux types d'événements pour une même température. Ce signal de bimodalité est présent mais peu marqué, et ceci pour deux raisons : d'une part la variable de tri est lâche, d'autre part la dynamique de la collision pollue le signal. Ce dernier point était prévu avec la figure (3.2). En effet, on constate théoriquement un signal du même type pour une impulsion ajoutée  $\frac{\Delta p}{p}$  égale à 100% de l'impulsion totale thermalisée [Gul03].

Nous essayerons donc dans la suite de supprimer les événements ayant gardé une mémoire de la voie d'entrée et ainsi de retrouver l'évolution du signal de bimodalité prévu théoriquement.

Mais auparavant, pour illustrer ce résultat, nous avons tracé la figure (3.12). Elle représente la valeur la plus probable de  $Z_{asym}$  pour chaque distribution de probabilité précédente, c'est à dire pour chaque domaine en énergie transverse. Nous remarquons de la même façon deux types d'événements, l'un de  $Z_{asym}^{prob}$  proche de 1 et l'autre proche de 0. Il existe un saut d'une valeur à l'autre, marquant la présence de deux familles distinctes.

Nous observons donc le signal de bimodalité pour la variable  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$  dans le cas du système Xe+Sn à 80 MeV/A. Il est toutefois important de remarquer qu'une bimodalité implique un minimum dans la distribution de probabilité du paramètre d'ordre, ce qui correspond à une discontinuité de ce dernier à la limite thermodynamique (transition de phase

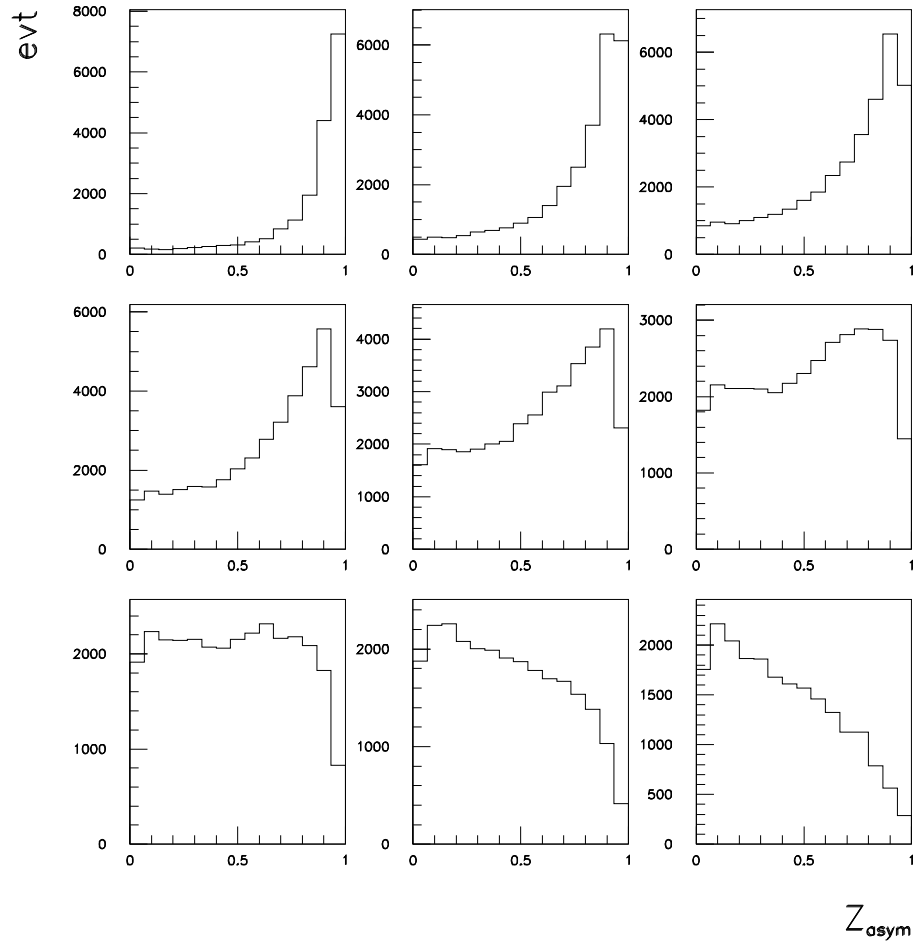


FIG. 3.11 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Ces 9 graphes sont les distributions de  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$  pour différentes tranches en énergie transverse normalisée (zones B, définies sur la figure (3.8), autour de la zone de transition). Ces zones couvrent une région telle que  $0 < E_{trans} < 350$  MeV. On remarque 2 familles distinctes, la première correspondant à une valeur de  $Z_{asym}$  proche de 1, et la seconde à une valeur proche de 0. On observe le signal de bimodalité sur le graphe en bas à gauche pour  $0,9 < \frac{E_{trans}}{A_p + A_c} < 1,05$  MeV/A.

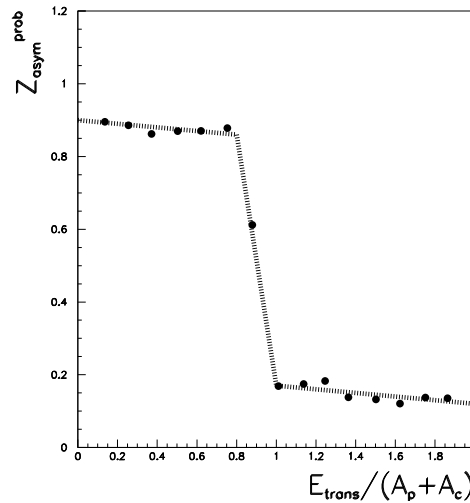


FIG. 3.12 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Représentation de  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$  la plus probable en fonction de l'énergie transverse normalisée  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c}$  exprimée en MeV/A. On observe un saut pour  $E_{trans}$  proche de 250 MeV.

du premier ordre). Ceci implique qu'il ne devrait pas y avoir de valeur de "température" pour laquelle le paramètre d'ordre soit maximal à des valeurs intermédiaires, entre les deux phases. Le point de la figure ( 3.12) à  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c} = 0,9$  semble plutôt indiquer une évolution continue, bien que brusque, du paramètre d'ordre. Ceci indiquerait un phénomène critique ou transition du deuxième ordre [Bot97].

Etudions maintenant l'évolution de ce signal lorsque l'on minimise les effets dynamiques des collisions.

### Minimisation des effets de la voie d'entrée

Il est difficile de séparer complètement la collision elle-même d'une désexcitation des QP et QC. En effet, les phases de collision et de désexcitation ne sont pas totalement décorréliées dans le temps. Cependant, les collisions peuvent s'accompagner d'une perte de mémoire plus ou moins marquée de la voie d'entrée : envahissement plus ou moins complet de l'espace des phases disponible. Par exemple, l'émission non isotrope des fragments dans le repère de la source peut traduire une éventuelle mémoire de la voie d'entrée. Dans ce cas, le plus gros fragment est la plupart du temps émis à l'avant de la source, le long de l'axe de l'ellipsoïde [Col03]. Pour minimiser ces effets de mémoire, l'idée est donc de sélectionner les événements qui ne présentent pas cette particularité.

Cette sélection nous oblige à aller plus loin dans la caractérisation de l'événement. Nous devons définir précisément la vitesse du quasi-projectile formé lors de la collision. Pour cela, il est nécessaire de faire le tri de toutes les particules détectées. En effet, elles peuvent avoir plusieurs origines différentes. Certaines particules sont issues du pré-équilibre comme nous l'avons mentionné précédemment, d'autres viennent de la désexcitation de la quasi-cible.

Elles n'ont donc rien à voir avec le quasi-projectile. Enfin, les autres particules sont issues de la désexcitation du QP lui-même, et ce sont celles-ci qui nous intéressent.

Pour déterminer la vitesse du quasi-projectile, nous considérons uniquement les fragments (de charge supérieure ou égale à 3) situés à l'avant de l'ellipsoïde défini précédemment. Nous pouvons alors déterminer l'impulsion du QP qui est la somme de toutes les impulsions des fragments retenus, les particules légères étant émises de façon isotrope autour de la source.

Cette vitesse étant fixée, nous pouvons donc maintenant sélectionner les événements ayant perdu une grande partie de la mémoire de la voie d'entrée. Pour ce faire, considérons la variable  $\Theta$  qui est l'angle formé par l'axe de l'ellipsoïde et la direction d'émission du plus gros fragment [Pic03]. La figure (3.13) représente les distributions de  $\cos(\Theta)$  pour chaque

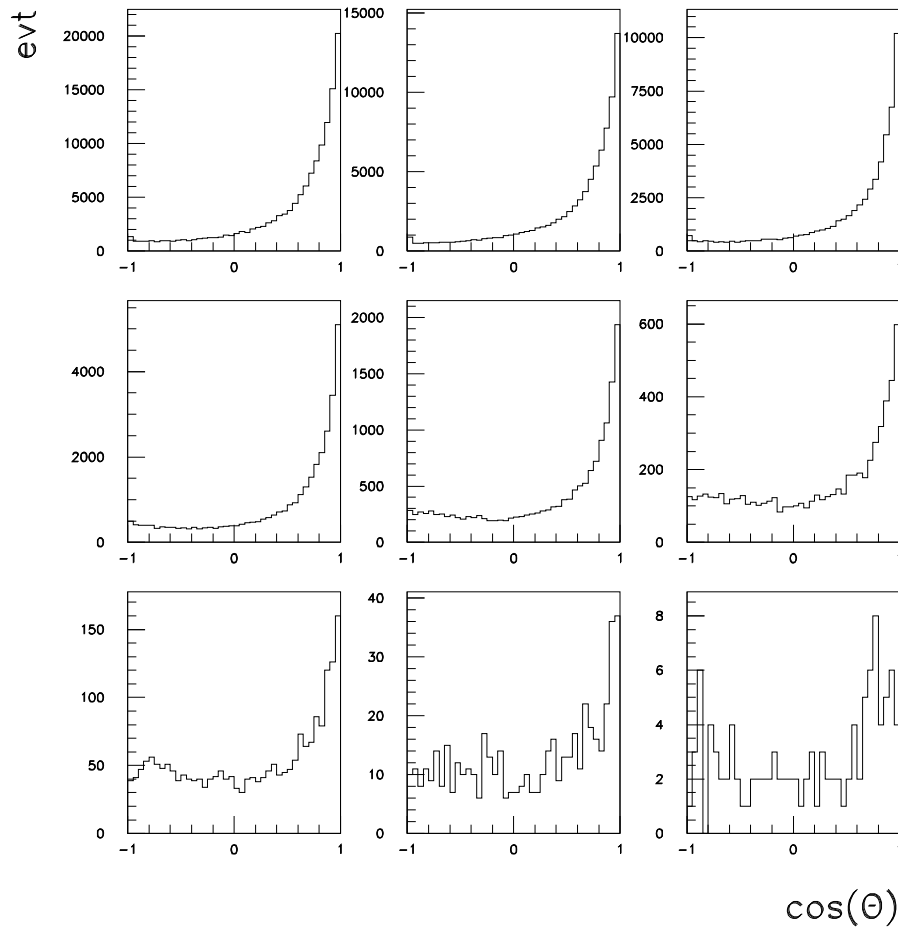


FIG. 3.13 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Distribution de  $\cos(\Theta)$  par tranches d'énergie transverse normalisée (zones A). Les événements "les moins dynamiques" sont ceux pour lesquels  $\cos(\Theta)$  est constant, c'est à dire  $\cos(\Theta) \leq -0,4$ .

tranche d'énergie transverse. Ces distributions sont piquées autour de  $\cos(\Theta) = 1$ , l'émission du plus gros étant souvent à l'avant de la source. La sélection consiste alors à considérer uniquement les événements tels que  $\cos(\Theta) \leq -0,4$ , valeur en dessous de laquelle les distributions semblent constantes.

L'influence de cette sélection sur le signal de bimodalité est présentée sur la figure (3.14). Les neuf graphes sont les distributions de la variable d'asymétrie  $Z_{asym}$  pour chaque tranche d'énergie transverse  $E_{trans}$  (zones B de la figure (3.8)). Nous distinguons toujours les deux familles d'événements décrites précédemment, mais nettement plus distinctement. En effet, en comparant les graphes autour de la zone de transition à ceux de la figure (3.11) correspondant aux événements sans sélection, nous constatons deux pics séparés par un minimum plus marqué. Le fait de choisir les événements "les moins dynamiques" accentue donc le signal de bimodalité. Ce fait expérimental est en accord avec la théorie, notamment avec les distributions obtenues pour un ensemble canonique dans un calcul de gaz sur réseau présentées sur la figure (3.2).

Cette remarque est confirmée par la figure (3.15). Elle représente la variable  $Z_{asym}$  la plus probable pour chaque tranche en énergie transverse pour les événements tels que  $\cos(\Theta) \leq -0,4$ , superposée à la courbe pour tous les événements de la figure (3.12). Deux constatations s'imposent : la première est sur la brutalité du saut de  $Z_{asym} \approx 1$  à  $Z_{asym} \approx 0$ . Elle est plus marquée que pour l'ensemble des événements, et cette fois, elle est compatible avec une véritable discontinuité. Ceci semble indiquer que l'apparente continuité du paramètre d'ordre observée sur la figure (3.12) peut être attribuée à des effets hors équilibre. La seconde remarque concerne l'énergie transverse à laquelle se passe le saut. Les deux courbes ne se superposent pas. Quand on ne considère que les événements ayant perdu davantage de mémoire de la voie d'entrée, l'énergie transverse où se passe le saut est plus faible. Ceci s'explique par le fait que l'énergie relaxée est plus élevée pour les événements sélectionnés.

## Energie transverse et énergie d'excitation

L'étude de  $E^*$  qui va suivre consiste à observer l'évolution de l'énergie d'excitation en fonction de l'énergie transverse des particules légères du côté de la quasi-cible. Le calcul de  $E^*$  est détaillé dans le chapitre 5. Dans la suite, nous examinerons également l'allure de  $E^*$  pour les deux grandes familles d'événements de  $Z_{asym}$  différents.

Les graphes de gauche de la figure (3.16) présentent les distributions de l'énergie d'excitation pour différentes tranches en énergie transverse correspondant aux zones A de la figure (3.8). Deux constatations s'imposent. La première concerne les valeurs moyennes obtenues. Il y a une évolution nette de  $\langle E^* \rangle$  lorsqu'on augmente la valeur en  $E_{trans}$ . La seconde constatation porte sur les largeurs des distributions. Ces largeurs sont grandes, une valeur de  $E^*$  pouvant varier de 10 MeV/A dans un même domaine d'énergie transverse. Les

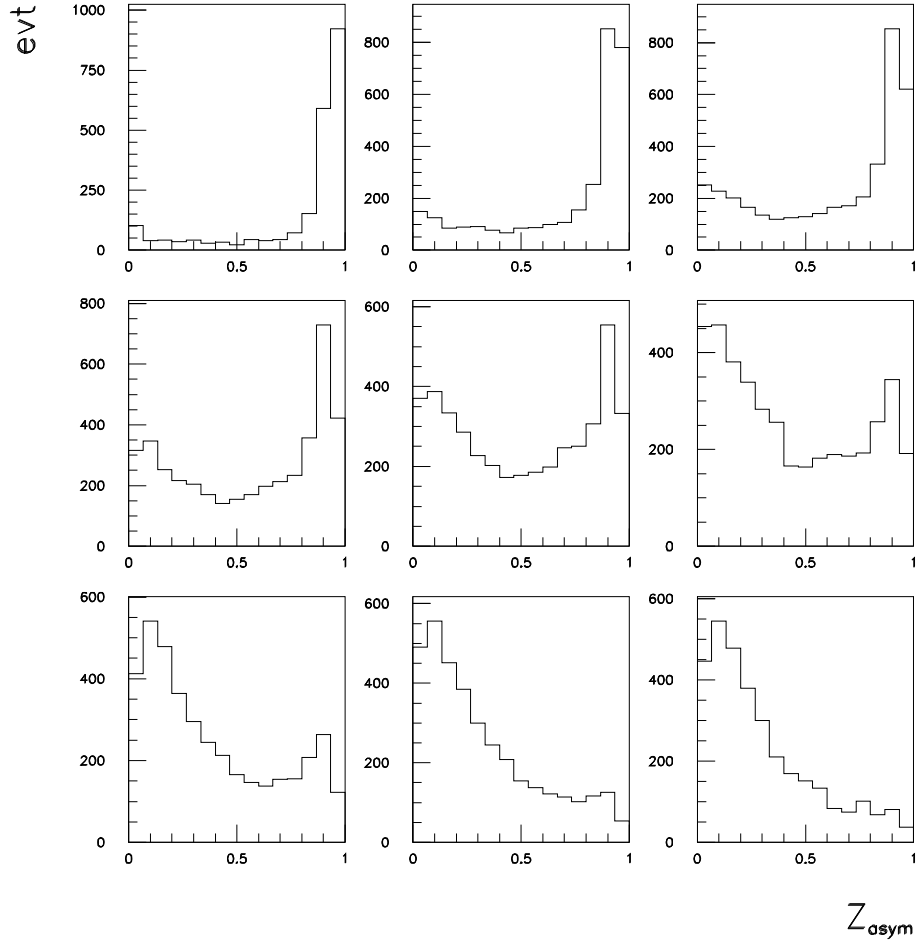


FIG. 3.14 –  $\text{Xe}+\text{Sn}$ , 80 MeV/A : Distribution de  $Z_{\text{asym}} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$  par tranches d'énergie transverse normalisée correspondant aux zones B (définies sur la figure (3.8)), pour les événements "les moins dynamiques" ( $\cos(\Theta) \leq -0,4$ ). La zone bimodale est la cinquième ( $0,6 < \frac{E_{\text{trans}}}{A_p + A_c} < 0,75 \text{ MeV/A}$ ).



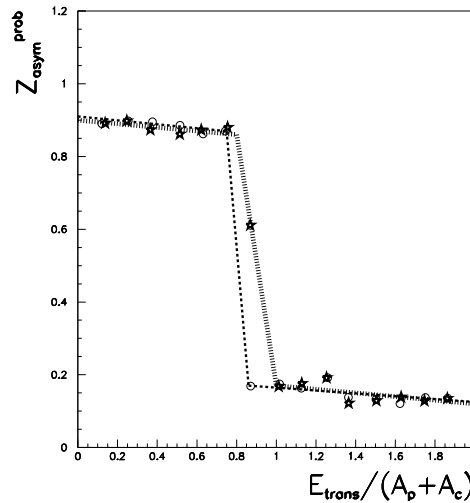


FIG. 3.15 – *Xe+Sn, 80 MeV/A : Représentation de  $Z_{asym}$  la plus probable en fonction de  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c}$  (en MeV/A), pour les événements tels que  $\cos(\Theta) < 0,4$  (points blancs). On observe un saut pour  $E_{trans}$  proche de 200 MeV, légèrement avant celui observé pour tous les événements (étoiles).*

largeurs des distributions peuvent avoir plusieurs causes. Tout d'abord, elles peuvent venir du mélange des événements en température, le tri n'étant pas parfait. De plus, le calcul de l'énergie d'excitation est biaisé en raison de l'existence du pré-équilibre et des incertitudes dues à la non-détection des neutrons. Seules les valeurs moyennes sont crédibles quand il y a deux sources, les queues de distributions ne l'étant pas. D'ailleurs, ce calcul devient faux lorsque la définition du QP s'avère problématique. Enfin, les largeurs de ces distributions peuvent venir d'une raison physique comme l'existence de deux phases différentes dans une sélection d'événements donnée.

Sur la seconde partie de la figure (3.16) sont tracées les mêmes distributions de  $E^*$ , mais en triant par la variable d'asymétrie  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$ . Les courbes en traits pleins correspondent à  $Z_{asym} > 0,7$ , tandis que celles en pointillé sont pour de petites asymétries ( $Z_{asym} < 0,3$ ). On remarque que les deux familles mises en avant par le signal de bimodalité se distinguent à nouveau, dans les mêmes zones en  $E_{trans}$ . En effet, nous avons vu à travers les valeurs de la variable d'asymétrie (figure 3.10) une zone pour laquelle il existait deux maxima :  $0,8 < \frac{E_{trans}}{A_p + A_c} < 1,2$ . C'est pour cette même zone que nous obtenons deux distributions de  $E^*$  équivalentes, l'une piquée aux environs de 4 MeV/A pouvant correspondre à la phase "liquide", et l'autre vers 8 MeV/A regroupant les événements de la phase "gazeuse".

Remarquons encore une fois que si, pour la zone de bimodalité, les valeurs de l'énergie d'excitation semblent réalistes, celles obtenues pour les zones de plus grande  $E_{trans}$  n'ont manifestement plus de sens. La définition du quasi-projectile n'est plus possible dans les collisions les plus violentes.

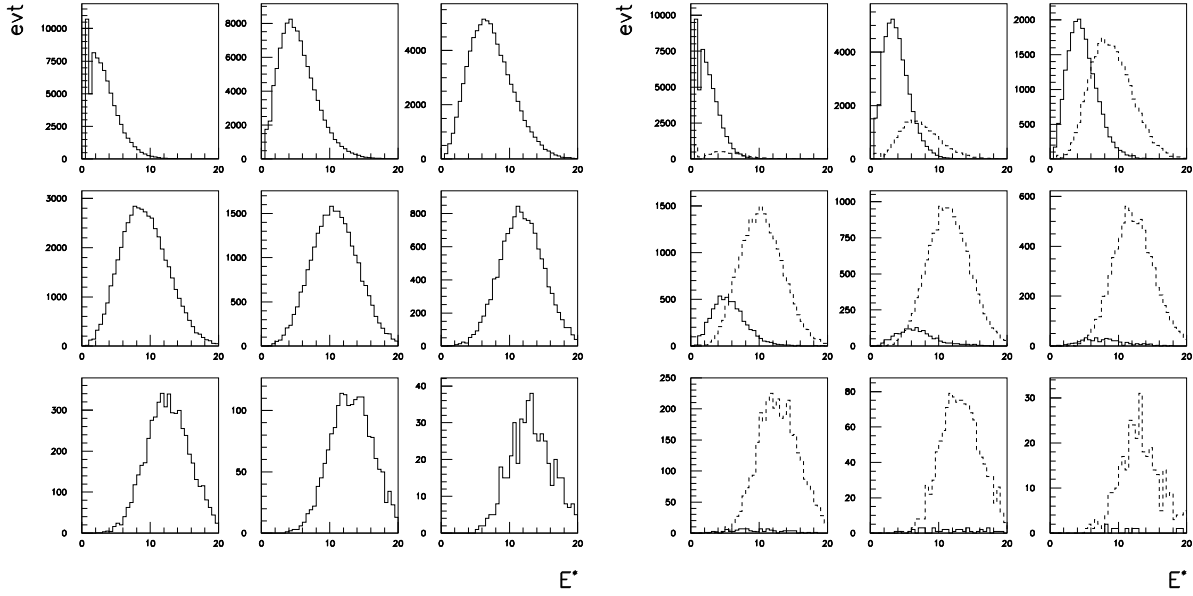


FIG. 3.16 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Distributions de l'énergie d'excitation en MeV/A pour chaque tranche d'énergie transverse définie sur la figure (3.8) : zones A. A gauche, ces distributions sont tracées quelle que soit la valeur de la variable d'asymétrie  $Z_{asym}$ . A droite, les courbes en trait plein sont telles que  $Z_{asym} > 0,7$  et celles en trait pointillé pour de petites asymétries ( $Z_{asym} < 0,3$ ).

Les deux familles d'événements ont donc une énergie d'excitation moyenne différente. Cette différence reflète des valeurs de multiplicité elles-mêmes différentes pour les deux types d'événements. C'est donc la topologie des événements qui est à l'origine de ces deux pics.

Que prévoit la théorie dans ce cas ? Pour répondre à cette question, revenons au modèle du gaz sur réseau et intéressons-nous aux distributions d'énergie obtenues par F.Gulminelli [Gul03].

**Comparaison au modèle du gaz sur réseau** Les figures suivantes ont donc été obtenues par le modèle du gaz sur réseau dans les mêmes conditions que précédemment. La première (fig. 3.17) représente, pour la température de transition, la masse du plus gros fragment  $A_{max}$  ( $A_{big}$ ) en fonction d'une variable représentant l'énergie. On retrouve les deux familles de grand et de faible  $A_{max}$ , lesquelles sont à des énergies différentes. Ainsi, en représentant les projections de ces deux grandeurs, c'est à dire les distributions de probabilité, nous retrouvons des courbes bimodales. Le graphe de droite de la figure (3.17) correspond à  $A_{max}$ , tandis que celui du bas donne l'énergie. Cette dernière présente

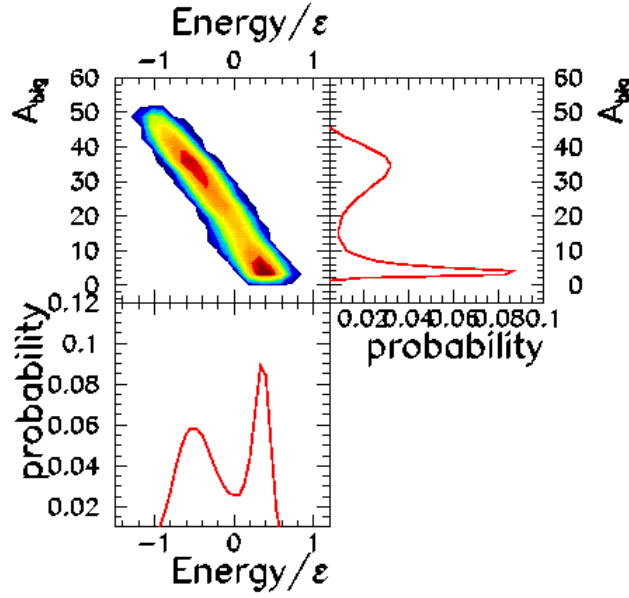


FIG. 3.17 – *Modèle du gaz sur réseau : Différentes distributions mêlant la masse du plus gros fragment  $A_{max}$  ( $A_{big}$ ) et une variable représentant l'énergie ( $\epsilon$  étant une constante de couplage), la température étant fixée [Gul03]. En haut à gauche est représenté  $A_{max}$  en fonction de la variable représentant l'énergie : 2 familles apparaissent, que l'on retrouve sur les distributions de probabilité de  $A_{max}$  (en haut, à droite) et de l'énergie (en bas).*

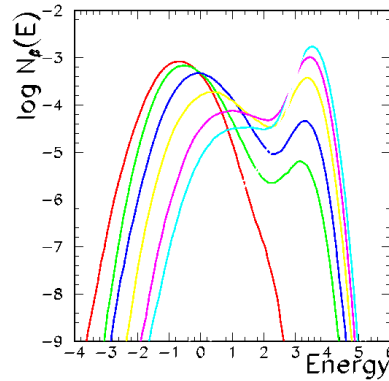


FIG. 3.18 – *Modèle du gaz sur réseau : Distributions de la variable précédente représentant l'énergie, chaque courbe correspondant à une température différente [Gul03]. Loin de la température de transition, les courbes possèdent un seul maximum. En revanche, autour de  $T_t$ , on observe une bimodalité avec la présence de deux maxima.*

donc deux maxima avec un minimum les séparant. Les deux familles d'événements, dans la région de transition, sont donc à deux énergies différentes ce qui conforte les résultats expérimentaux précédents. En effet, la figure (3.16) montrait que le premier type d'événements (de  $Z_{asym} \approx 1$ ) avait une énergie d'excitation moyenne moins grande que les événements de faible  $Z_{asym}$ . On retrouve ce résultat sur le graphe théorique  $A_{max} = f(E)$ .

L'ensemble de ces graphes ont donc été tracés pour une température fixée égale à la température de transition. Intéressons-nous maintenant, du point de vue théorique, à l'évolution de la distribution de l'énergie en balayant différentes températures. La figure (3.18) représente donc ces distributions de probabilité de l'énergie pour 6 températures autour de  $T_t$ , l'axe des ordonnées étant tracé en échelle logarithmique. On s'aperçoit que loin de  $T_t$ , les courbes ne présentent plus qu'un maximum, le caractère bimodal disparaissant. Ces résultats sont tout à fait comparables aux résultats expérimentaux obtenus sur la figure (3.16). En effet, pour les premières ou les dernières tranches d'énergie transverse (loin de la zone de transition), une seule contribution est observée correspondant à une famille donnée.

Nous allons dans la suite étudier l'influence de la masse du système en menant une étude similaire pour le système Au+Au à la même énergie de bombardement.

### 3.3.4 Le système Au+Au

Intéressons-nous donc maintenant à un système plus lourd : Au+Au à 80 MeV/A. Il existe une différence importante avec le système précédent. En effet, dans le cas de l'Au, le quasi-projectile obtenu peut fissionner. De cette façon, les deux plus gros fragments sont les produits de la fission, et la variable  $Z_{asym}$  en est affectée. Il faut donc, avant d'étudier cette dernière, repérer les événements issus de la fission et les traiter en conséquence. Dans le cadre d'une analyse en terme de transition de phase, les événements de fission doivent être regroupés avec les résidus car ce mécanisme est connu pour se passer sur une échelle de temps beaucoup plus longue que celle qui nous intéresse.

#### Le cas de la fission

Pour certains événements, le quasi-projectile a donc fissionné comme le montre la figure (3.19). Ils sont repérés par une valeur de la charge du second plus gros fragment située autour de 40. Pour sélectionner ces événements une condition a été testée qui consiste à mettre une borne inférieure au produit  $Z_1 * Z_2$ . Pour le système Au+Au, la sélection est la suivante :

$$Z_1 * Z_2 \geq 900 \quad (3.7)$$

où  $Z_1$  et  $Z_2$  sont les charges des deux plus gros fragments du QP. De cette façon, les événements issus d'une fission symétrique sont sélectionnés. Nous allons pouvoir le vérifier en comparant cette sélection à une autre définie par une ACP.

L'ACP, abréviation d'analyse en composante principale [Des94][Mja87][Bel00], est une méthode de sélection basée essentiellement sur des critères de corrélation entre variables

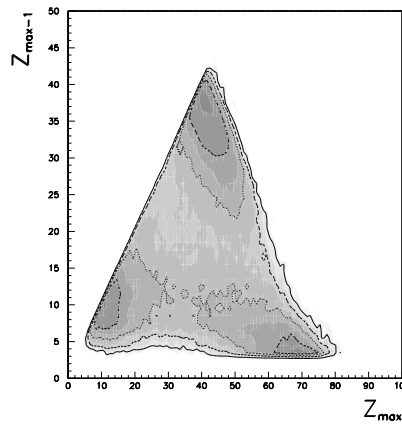


FIG. 3.19 – *Au+Au à 80 MeV/A : Représentation de la charge du fragment le plus gros  $Z_1$  en fonction de la charge du second plus gros  $Z_2$  en échelle  $z$  logarithmique. Trois familles ressortent : les deux premières sont caractérisées respectivement par un grand et un petit  $Z_{max}$ , la troisième par des valeurs de  $Z_1$  et  $Z_2$  proches : ce sont les événements de fission. On remarque déjà la présence des deux familles à l'origine de la bimodalité comme pour le système Xe+Sn.*

globales. Ainsi, en choisissant les bonnes variables, un certain type d'événements peut être isolé. Le but de cette analyse est en fait que l'information soit comprise dans le minimum de variables, que nous appellerons dans la suite  $f_{acp}(i)$ . Ces valeurs, combinaisons linéaires des variables globales choisies, peuvent être classées par ordre d'importance,  $f_{acp}(1)$  étant plus significatif que  $f_{acp}(2)$ , elle-même plus significatif que  $f_{acp}(3)$ , etc... Le cas idéal est alors que  $f_{acp}(1)$  et  $f_{acp}(2)$  contiennent près de 100% de l'information.

Pour notre problème, quatre variables précises ont été choisies. La première est la charge  $Z_1$ , la seconde la charge  $Z_2$ , la troisième le produit de ces charges, et la dernière la vitesse relative entre les deux plus gros fragments (noté  $v_{rel(1-2)}$ ). L'ACP, appliquée au système Au+Au à 80 MeV/A, conduit alors à plusieurs variables  $f_{acp}(i)$ . En représentant les deux premières ( $f_{acp}(1)$  et  $f_{acp}(2)$ ) l'une en fonction de l'autre, plusieurs familles d'événements apparaissent (fig. 3.20), la variable  $f_{acp}(1)$  étant corrélée à la grandeur  $Z_1 * Z_2$ .

La première famille, située en haut à droite de la figure (3.20), regroupe les événements caractérisés par un gros fragment, bien plus gros que tous les autres. La seconde famille, en bas à droite, regroupe les événements de grande multiplicité, dont le fragment le plus gros a une petite charge. Nous voyons donc déjà le signal de bimodalité, malgré l'existence d'une troisième famille d'événements. Cette dernière, à gauche de la ligne tracée en pointillé, ce sont les événements possédant deux charges identiques, plus élevées que toutes les autres. Ainsi, en supprimant tous les événements situés à gauche de la ligne en pointillé, nous supprimerons les événements issus de la fission.

Dans la suite nous allons comparer cette sélection à la sélection  $Z_1 * Z_2 < 900$ . Les figures

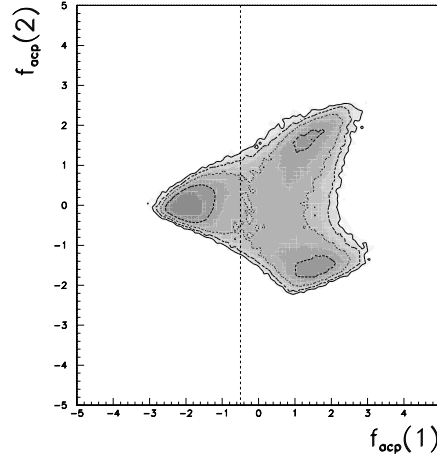


FIG. 3.20 – Mise en évidence des événements de fission par une ACP ( $Au+Au$  à 80 MeV/A). Cette ACP est faite avec 4 variables :  $Z_1$ ,  $Z_2$ ,  $v_{rel(1-2)}$  et  $Z_1 * Z_2$ . La figure ci-dessus a comme abscisse la 1ère composante de l'ACP (corrélée à  $v_{rel(1-2)}$ ) et comme ordonnée la 2<sup>de</sup> composante (corrélée à  $Z_1$ ). Les événements situés à droite de la ligne en pointillé sont conservés, les événements à gauche correspondant aux événements de fission.

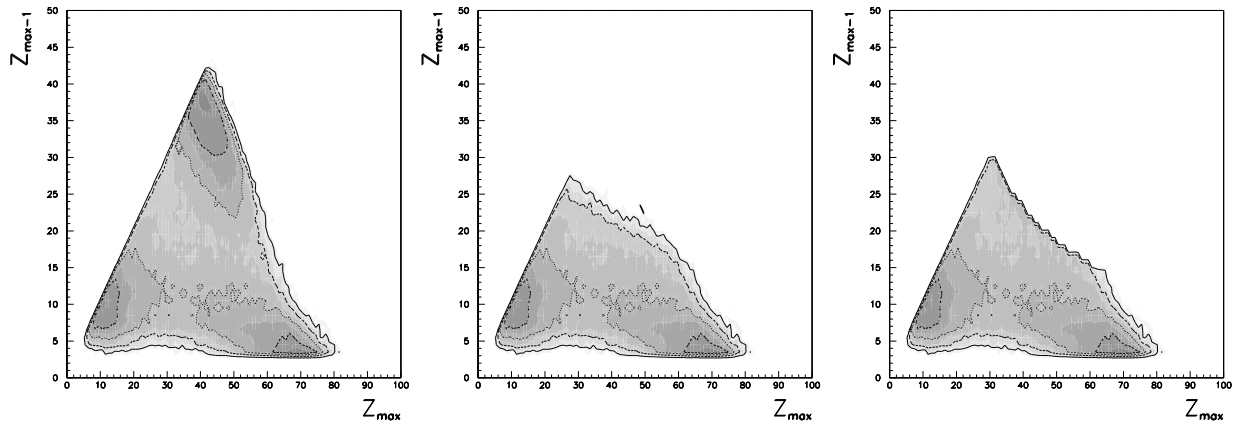


FIG. 3.21 – Cartes  $Z_1$  vs  $Z_2$  ( $Au+Au$  à 80 MeV/A) : Les 3 figures représentent la charge du fragment le plus gros en fonction de la charge du second plus gros pour différentes conditions. La première (à gauche) correspond à tous les événements complets, la seconde (au milieu) aux événements sélectionnés par l'ACP, et la troisième (à droite) aux événements tels que  $Z_1 * Z_2 < 900$ . On constate que les 2 sélections sont quasiment identiques, elles éliminent les événements de fission.

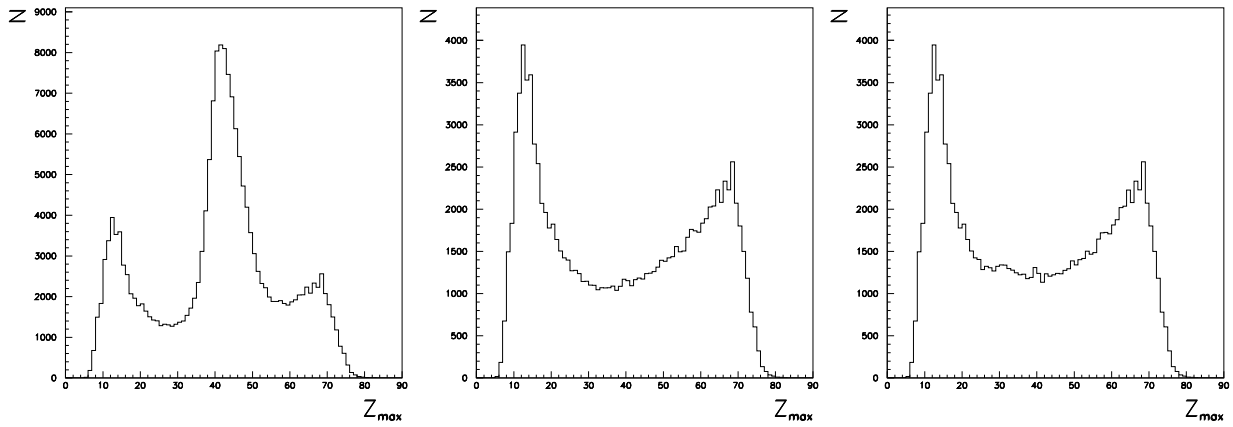


FIG. 3.22 – *Distributions en  $Z_{max}$  (Au+Au à 80 MeV/A) : Les 3 distributions en  $Z_{max}$  correspondent aux mêmes événements sélectionnés que pour la figure (3.21). De la même façon, nous pouvons constater la similitude des 2 sélections qui permettent de supprimer les événements de fission.*

représentant  $Z_2$  en fonction de  $Z_1$  (fig. 3.21) et les distributions de  $Z_1$  (fig. 3.22) nous permettent de faire cette comparaison. Elles ont été tracées pour le système Au+Au à 80 MeV/A. La similarité des cartes obtenues par les deux sélections nous prouvent leur équivalence. En effet, dans les deux cas, la famille correspondant aux événements issus de la fission est supprimée. Nous retiendrons donc dans la suite la sélection la plus simple, c'est à dire  $Z_1 * Z_2 < 900$ .

Une fois les événements de fission repérés, deux possibilités se présentent. La première, un peu simpliste, est de supprimer l'événement entier pour ne pas faire de mélange. La seconde est de reconstituer le fragment d'origine à l'aide des deux plus gros. Les résultats suivants ont été obtenu en utilisant cette seconde méthode qui semble plus réaliste, la fission étant connue pour se passer sur une échelle de temps plusieurs ordres de grandeur supérieure à la cassure du système. Des résultats similaires sont obtenus si on élimine purement et simplement la fission.

## Le signal de bimodalité

Une fois la fission reconstituée, nous pouvons examiner les distributions de probabilité de la variable  $Z_{asym}$  précédemment choisie (fig. 3.23). De la même façon que pour le système Xe+Sn, nous avons tracé les 9 distributions correspondant aux différentes tranches d'énergie transverse (équivalentes aux zones notée B sur la figure (3.8)). Cette dernière étant normalisée, nous pouvons donc comparer les deux systèmes de masse différente sans difficulté. Deux grandes familles d'événements apparaissent à nouveau, l'une présentant un résidu, l'autre étant de type multifragmentation. La comparaison ne s'arrête pas là. En effet, si on examine la zone en  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c}$  pour laquelle on obtient la bimodalité, on s'aperçoit que se sont les mêmes pour Au+Au que pour Xe+Sn. La zone de coexistence des deux

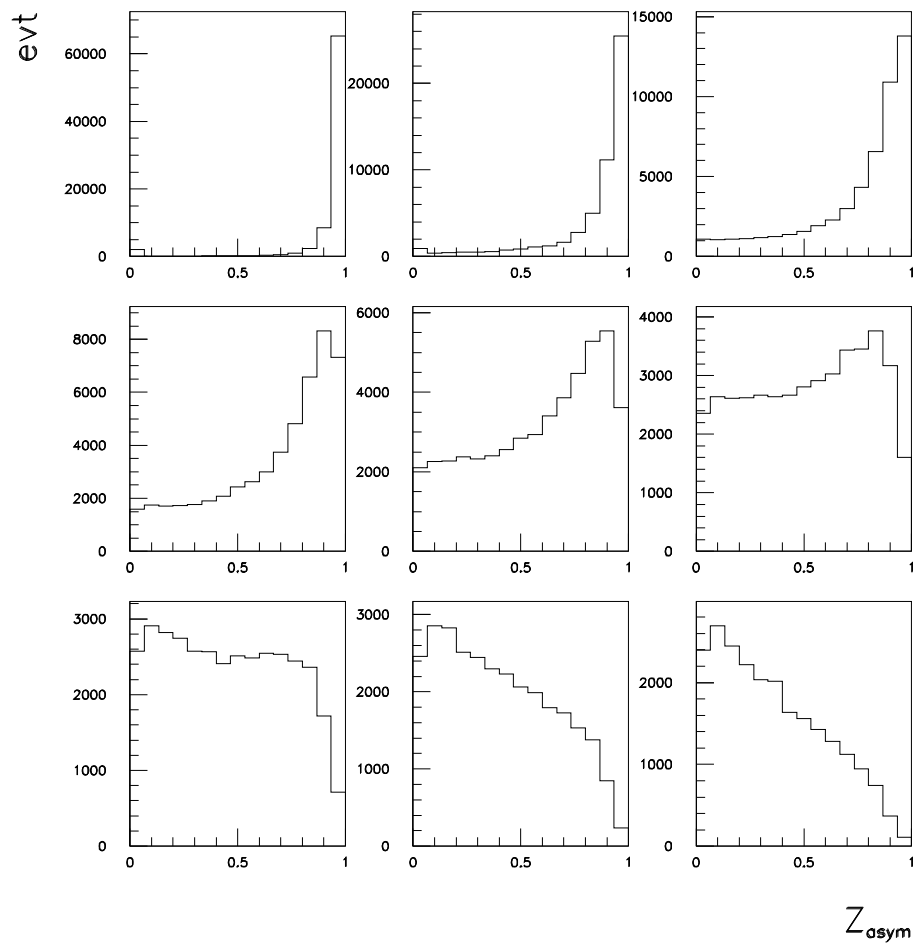


FIG. 3.23 –  $Au+Au$ , 80 MeV/A : Les 9 graphes ci-dessus sont les distributions de  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$  pour différentes tranches en énergie transverse normalisée (fig. 3.8, zones B), comme pour la figure (3.11). De la même façon, on observe le signal de bimodalité sur le graphe en bas à gauche pour  $360 < E_{trans} < 420$  MeV.



types d'événements ne dépend donc pas de la masse totale du système, si la variable de tri est normalisée à cette masse.

Une vérification possible est de tracer la courbe représentant  $Z_{asym}^{prob}$  en fonction de l'énergie transverse normalisée (fig. 3.24). En la comparant à la figure (3.12), on constate que le

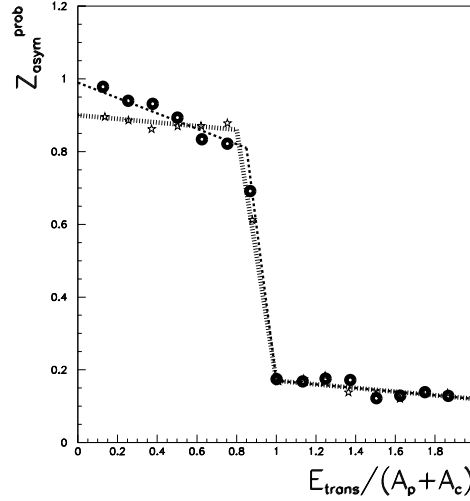


FIG. 3.24 – *Au+Au, 80 MeV/A : Représentation de  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$  la plus probable en fonction de l'énergie transverse normalisée  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c}$  exprimée en MeV/A. Les points noirs correspondent au système Au+Au tandis que les étoiles reprennent le résultat de la figure (3.12) pour Xe+Sn. On observe un saut à la même  $E_{trans}$  normalisée pour les deux systèmes.*

saut d'une famille à l'autre se fait bien à la même énergie normalisée, et toujours aussi brusquement.

## Energie d'excitation

Revenons maintenant aux distributions d'énergie d'excitation pour les comparer à celles obtenues pour le système Xe+Sn (voir fig. 3.16). De la même façon, chaque graphe de la figure (3.25) correspond à une tranche d'énergie transverse, les courbes en trait continu représentant les événements tels que  $Z_{asym} > 0,7$  et celles en trait pointillé  $Z_{asym} < 0,3$ . Les deux familles d'événements ont des énergies d'excitation moyennes différentes, la contribution de chacune étant comparable pour la troisième zone d'énergie transverse, comme pour le système Xe+Sn.

Le paragraphe suivant va consister à étudier l'influence de l'énergie de bombardement sur ces différents résultats, et notamment sur la valeur de l'énergie transverse de transition.

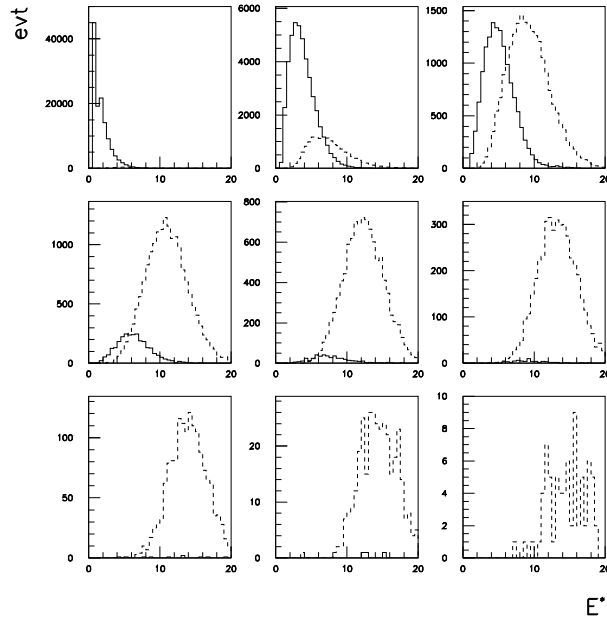


FIG. 3.25 – *Au+Au, 80 MeV/A : Distributions de l'énergie d'excitation en MeV/A pour chaque tranche d'énergie transverse (zones A). Les courbes en trait plein sont telles que  $Z_{asym} > 0,7$  et celles en trait pointillé pour de petites asymétries ( $Z_{asym} < 0,3$ ).*

### 3.3.5 Influence de l'énergie de bombardement

Nous venons de voir que la zone en  $E_{trans}$  pour laquelle la transition est observée ne dépendait pas de la masse du système. Ceci pour une énergie de bombardement de 80 MeV/A. Il nous reste donc à évaluer l'influence de l'énergie incidente sur la zone de basculement.

Dans ce cadre, les deux systèmes précédents (Xe+Sn et Au+Au) ont été étudiés à différentes énergies de bombardement, allant de 60 à 100 MeV/A. Les figures (3.26) correspondent aux représentations de  $Z_{asym}^{prob}$  en fonction de  $\frac{E_{trans}}{A_p+A_c}$  pour les 3 énergies incidentes 60, 80 et 100 MeV/A (65, 80 et 100 pour Xe+Sn). Le système Xe+Sn est à gauche, Au+Au étant à droite.

Nous observons plusieurs particularités. La première est que la zone du saut dépend de  $E_{inc}$ . En effet, en considérant le système Xe+Sn, pour  $E_{inc} = 65$  MeV/A, le saut apparaît pour  $\frac{E_{trans}}{A_p+A_c} \approx 0,7$ , soit une énergie transverse de l'ordre de 175 MeV. Pour  $E_{inc} = 80$  MeV/A, le saut est à  $\frac{E_{trans}}{A_p+A_c} \approx 1$ , et enfin,  $E_{inc} = 100$  MeV/A,  $\frac{E_{trans}}{A_p+A_c} \approx 1,25$ . Ces deux valeurs de l'énergie transverse normalisée correspondent respectivement à 250 MeV et 315 MeV. L'énergie correspondant à la zone de basculement est donc proportionnelle à l'énergie incidente, pour un système donné, comme le montre le tableau suivant (3.1). Une remarque que l'on peut en déduire concerne la grandeur  $\frac{E_{trans}}{A_p+A_c}$ . Cette dernière ne peut pas représenter

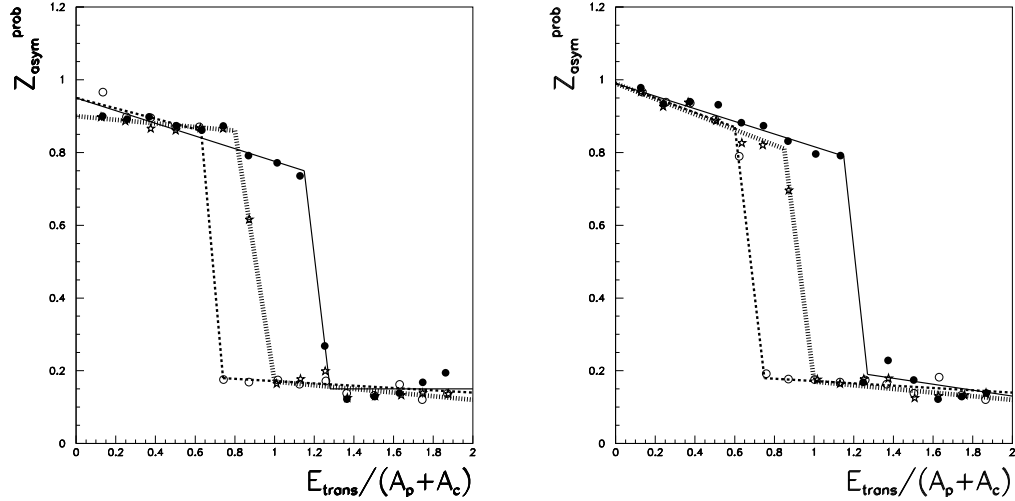


FIG. 3.26 – Représentation de  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$  la plus probable en fonction de l'énergie transverse normalisée  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c}$  (exprimée en MeV/A) pour différentes énergies de bombardement : 65 (ou 60), 80 et 100 MeV/A (respectivement points creux, étoiles, et points pleins). Le graphe de gauche correspond au système Xe+Sn, celui de droite à Au+Au. On observe un saut pour chacune des courbes, à des valeurs de  $E_{trans}$  normalisée proportionnelles à l'énergie de bombardement. Les résultats pour les deux systèmes sont quasiment identiques.

Système	$E_{inc}$ (MeV/A)	$\langle \frac{E_{trans}}{A_p + A_c} \rangle_{saut}$ (MeV/A)
Xe+Sn	65	0,65
Xe+Sn	80	0,91
Xe+Sn	100	1,21
Au+Au	60	0,68
Au+Au	80	0,90
Au+Au	100	1,21

TAB. 3.1 – Xe+Sn et Au+Au : Evolution de l'énergie transverse normalisée du saut d'une famille d'événement à l'autre avec l'énergie de bombardement. La première colonne donne le système considéré, la seconde l'énergie de bombardement et la troisième la valeur de  $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c}$  du saut observé.

directement une température car, dans le cas contraire, on ne verrait pas de dépendance avec  $E_{inc}$ . Elle doit donc contenir une partie d'énergie de pré-équilibre qui augmente avec l'énergie incidente.

La seconde particularité des figures (fig. 3.26) vient en comparant les deux systèmes. Pour

Au+Au, les sauts sont aux mêmes endroits que pour Xe+Sn pour les 3 énergies de bombardement en considérant l'énergie transverse normalisée. Les énergies non normalisées correspondent respectivement à  $E_{trans} \approx 270 \text{ MeV}$ ,  $E_{trans} \approx 360 \text{ MeV}$  et  $E_{trans} \approx 480 \text{ MeV}$ . Ceci confirme ce qui a été dit dans le paragraphe précédent, à savoir que la zone de basculement en MeV/A ne dépend pas de la nature du système. L'indépendance de la masse indique que la transition a lieu au même  $\frac{b}{b_{max}}$ , cette valeur étant proportionnelle à l'énergie déposée pour une énergie incidente donnée.

Les figures suivantes (fig. 3.27 ; 3.28 ; 3.29 ; 3.30 ; 3.31 ; 3.32) présentent l'ensemble des résultats pour chaque système et chaque énergie. Etant donné ce qui vient d'être vu et pour faciliter la comparaison entre les figures, la variable de tri utilisée est l'énergie transverse normalisée à la masse de la voie d'entrée et à l'énergie incidente  $\frac{E_{trans}}{(A_p + A_c) \cdot E_{inc}}$ . Les neuf zones balayent l'ensemble de la distribution en  $E_{trans}$  (équivalentes aux zones A de la figure (3.8)). Les six figures sont quasiment identiques, la zone de bimodalité étant toujours la même (la troisième).

Intéressons-nous maintenant aux températures. Nous avons obtenu précédemment que, pour une énergie transverse donnée, l'énergie d'excitation des deux familles était différente (voir fig. 3.16 et 3.25), ce qui était prévu théoriquement grâce au modèle du gaz sur réseau (fig. 3.17). Cependant, chacune de ces tranches en  $E_{trans}$  doit correspondre à une température précise, identique quelle que soit l'asymétrie. Nous allons vérifier ce dernier point dans le paragraphe suivant.

### 3.3.6 Mesure de la température

La détermination des températures dans les collisions entre noyaux est un exercice délicat, les méthodes disponibles étant dépendantes de la topologie de l'événement. Une première méthode, basée sur la théorie de Weisskopf [Wei37], consiste à calculer la pente des distributions en énergie cinétique de chaque type de particules légères. Ces distributions sont des maxwelliennes de la forme suivante :

$$P(\epsilon) = \frac{\epsilon - B}{T^2} e^{-\frac{\epsilon - B}{T}} \quad (3.8)$$

où  $\epsilon$  représente l'énergie cinétique,  $B$  la barrière coulombienne et  $T$  la température elle-même. Cette température est alors l'inverse de la pente des spectres précédents (pente =  $-\frac{1}{T}$ ). Cette méthode est applicable dans le cas d'un événement de type résidu, c'est à dire pour lequel il existe une seule source qui évapore des particules. Le graphe de gauche de la figure (3.33) donne ces températures calculées en fonction de l'énergie transverse normalisée pour les protons et pour les alphas dans le cas du système Xe+Sn à 80 MeV/A. La gamme en  $E_{trans}$  parcourue correspond aux zones B de la figure (3.8). Nous constatons tout d'abord que  $T$  augmente bien avec  $E_{trans}$ , c'est à dire avec la violence de collision. De plus, les températures obtenues avec les deux types de particules, les protons et les alphas, sont du même ordre de grandeur.

La seconde méthode permettant de déterminer une température assimile le noyau chaud à

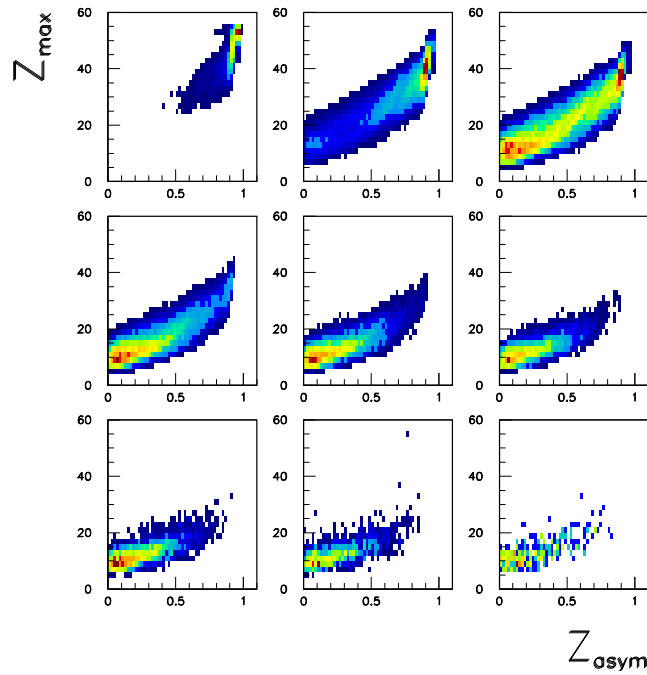


FIG. 3.27 –  $Xe+Sn$ , 65 MeV/A : Représentation de  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$  en fonction de  $Z_1$  pour différentes tranches en énergie transverse normalisée à la masse de la voie d'entrée et à l'énergie incidente  $\frac{E_{trans}}{(A_p + A_c) \cdot E_{inc}}$ .

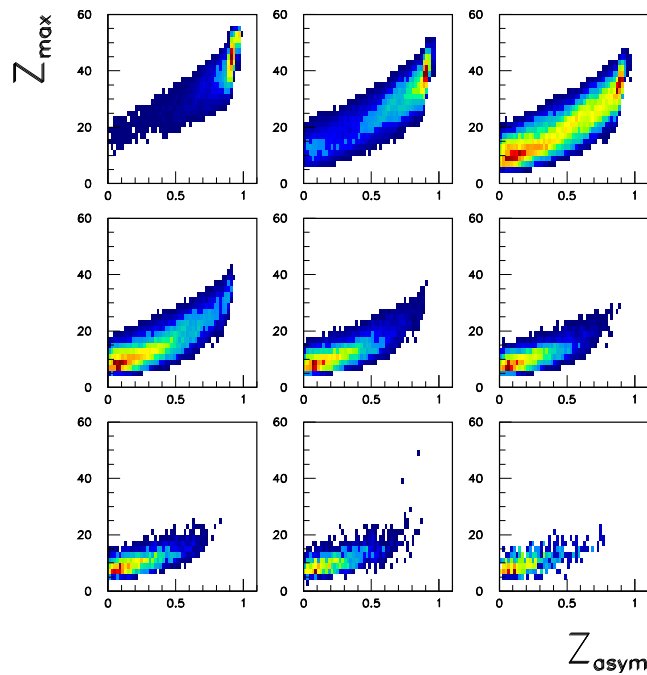


FIG. 3.28 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Même présentation que la figure (3.27).

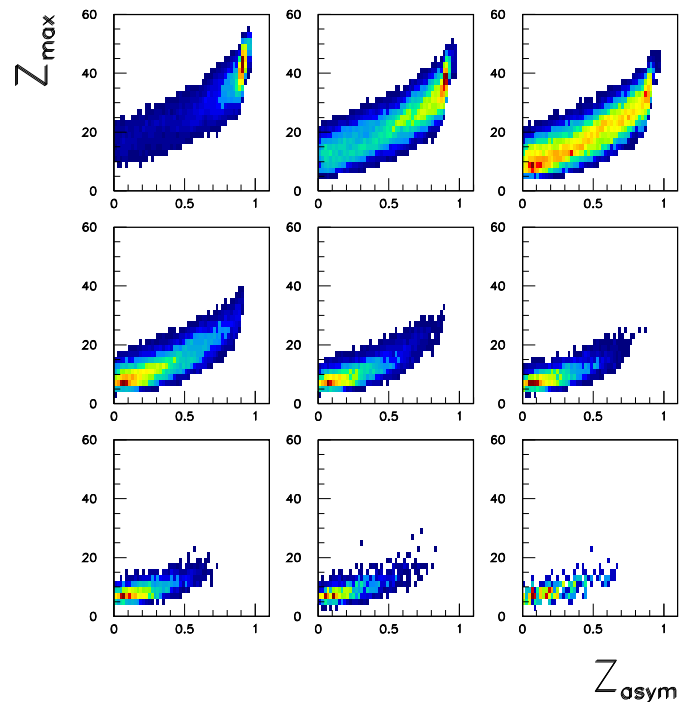


FIG. 3.29 –  $Xe+Sn$ , 100 MeV/A : Même présentation que la figure (3.27).

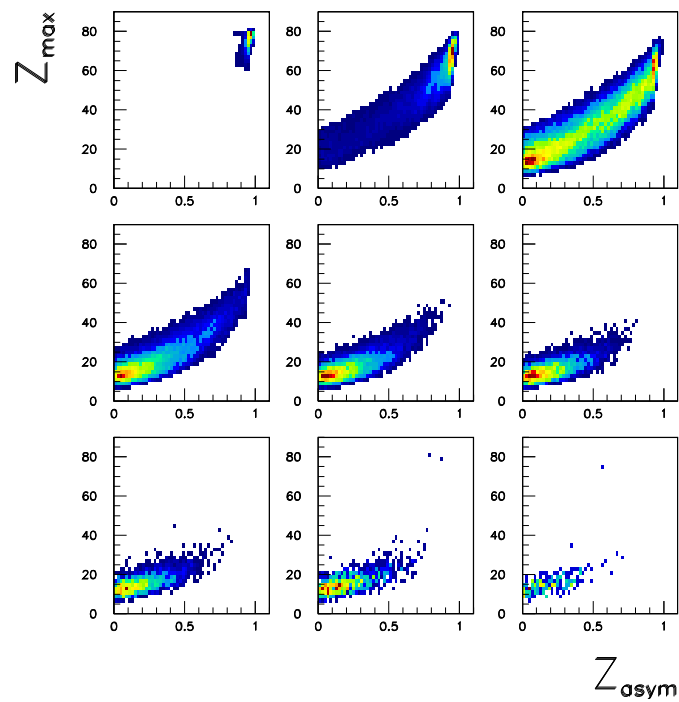


FIG. 3.30 –  $Au+Au$ , 60 MeV/A : Même présentation que la figure (3.27).

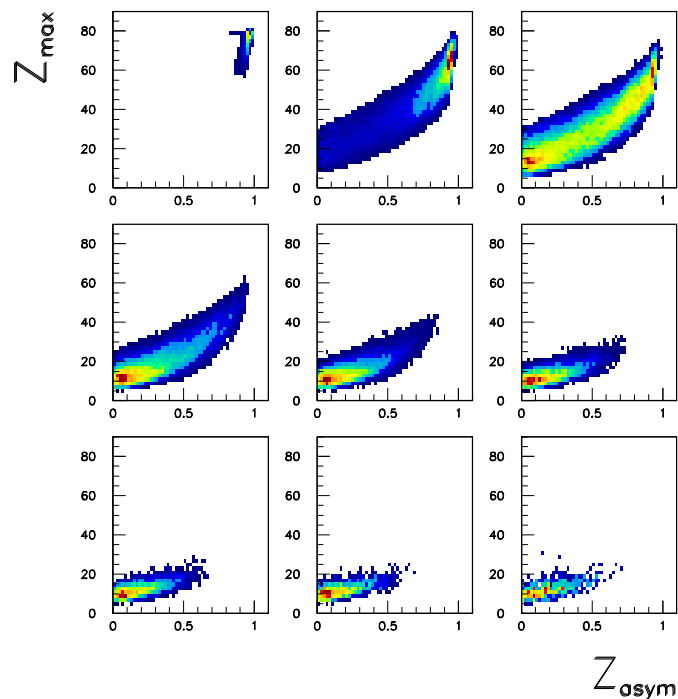


FIG. 3.31 –  $Au+Au$ , 80 MeV/A : Même présentation que la figure (3.27).

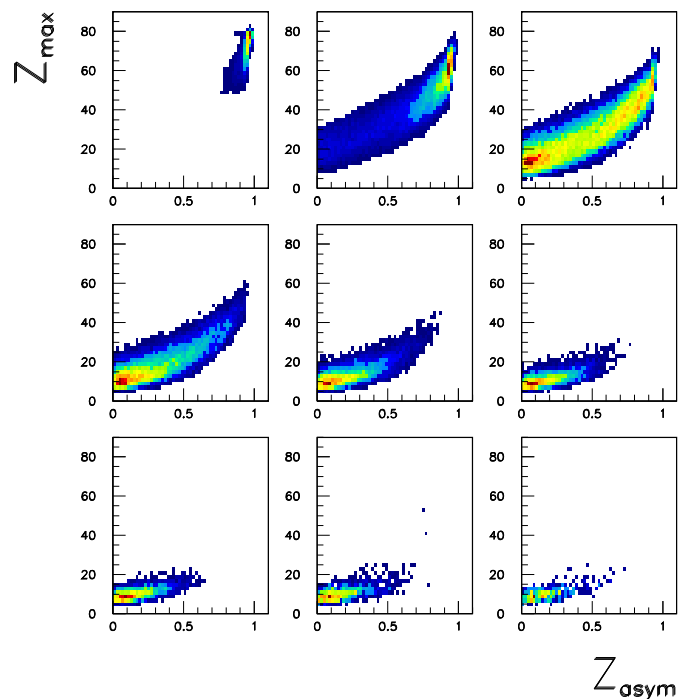


FIG. 3.32 –  $Au+Au$ , 100 MeV/A : Même présentation que la figure (3.27).

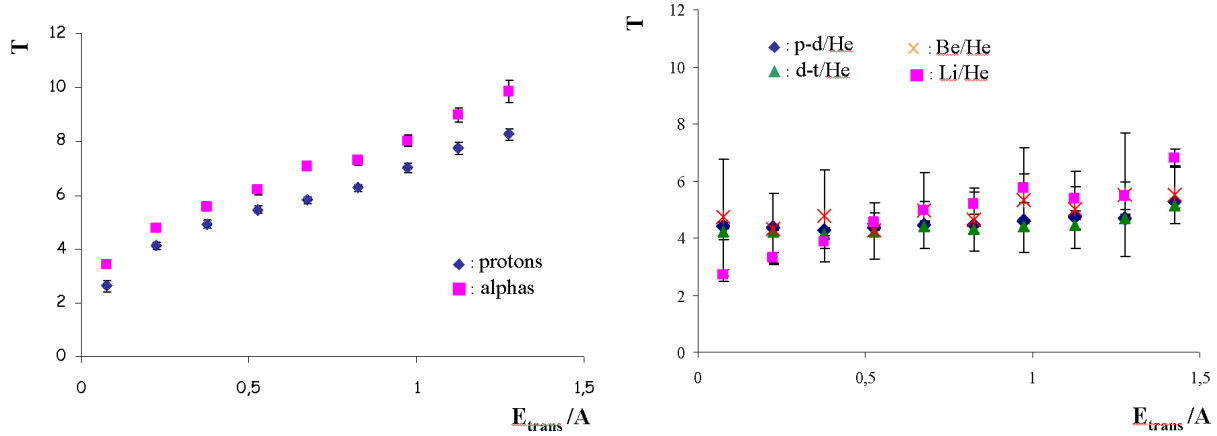


FIG. 3.33 – *Xe+Sn, 80 MeV/A* : Mesure de la température en fonction de l'énergie transverse normalisée  $\frac{E_{trans}}{A_p+A_c}$  par deux méthodes différentes. Le graphe de gauche correspond à la méthode des pentes (voir texte) pour les protons (losanges bleus) et pour les alphas (carrés roses). Le graphe de droite est obtenu par la méthode des doubles rapports pour les couples protons-deutons/He (losanges bleus), deutons-tritons/He (triangles verts), He/Li (carrés roses) et Be/He (croix oranges), avec la correction proposée dans la référence [Xi98].

un gaz de nucléons et de fragments dans le volume de "freeze-out" [Alb85][Xi98].  $T$  peut alors s'exprimer en fonction du double rapport  $R$  dépendant lui-même des taux de production  $Y(A,Z)$  de particules de masse  $A$  et de charge  $Z$  :

$$R = \frac{Y(A_1, Z_1)}{Y(A_1 + 1, Z_1)} \cdot \frac{Y(A_2 + 1, Z_2)}{Y(A_2, Z_2)} \quad (3.9)$$

La température s'écrit alors de la façon suivante :

$$T = \frac{b}{\ln(aR)} \quad (3.10)$$

$a$  et  $b$  étant des paramètres fixés pour chaque couple d'isotopes. Le graphe de droite de la figure (3.33) correspond à la température calculée pour différents couples d'isotopes : protons-deutons/ $^3\text{He}-\alpha$  ; deutons-tritons/ $^3\text{He}-\alpha$  ;  $^6\text{Li}-^7\text{Li}/^3\text{He}-\alpha$  ;  $^9\text{Be}-^{10}\text{Be}/^3\text{He}-\alpha$ .

Une correction, proposée dans la référence [Xi98], a été faite sur les valeurs de température obtenues.

Cette méthode apparait peu sensible, les courbes tracées n'évoluant pratiquement pas. Seul le couple  $^6\text{Li}-^7\text{Li}/^3\text{He}-\alpha$  (carrés roses) présente une évolution avec l'énergie transverse. Remarquons également que cette méthode n'est pas applicable dans le cas d'une source unique mais pour des événements de type multifragmentation (cassure à faible densité).



A présent, comparons la température pour les deux familles d'événements. L'idée est donc de calculer  $T$  pour les événements de grandes asymétries ( $Z_{asym} > 0,7$ ) grâce à la méthode des pentes appliquée aux protons. Ce sont les losanges bleus de la figure (3.34). Pour les événements de petites asymétries ( $Z_{asym} < 0,3$ ),  $T$  est déterminée par la méthode des

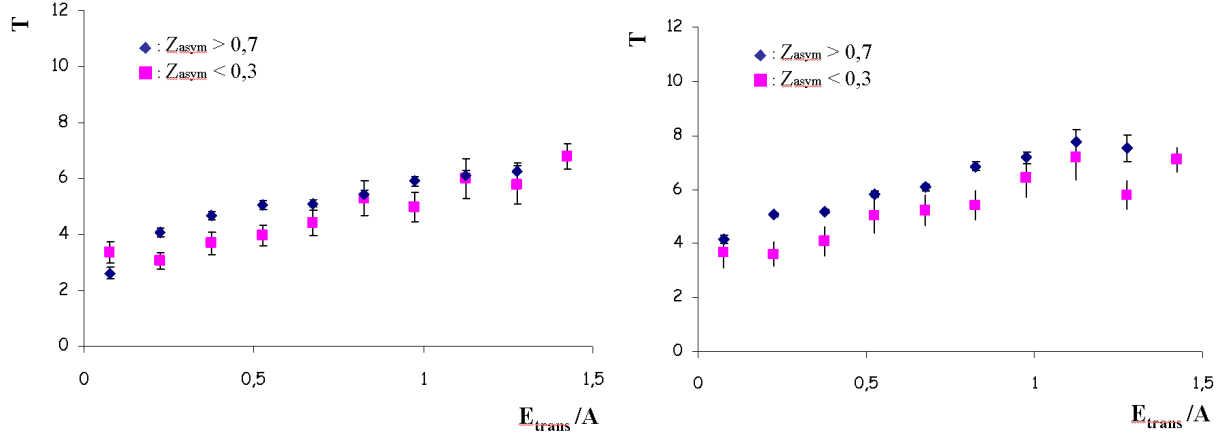


FIG. 3.34 – *Xe+Sn & Au+Au, 80 MeV/A : Mesure de la température en fonction de l'énergie transverse normalisée  $\frac{E_{trans}}{A_p+A_c}$  pour les deux familles d'événements : les losanges bleus correspondent aux grandes asymétries ( $Z_{asym} > 0,7$ ), la température étant déterminée par la méthode des pentes ; les carrés roses pour les petites asymétries ( $Z_{asym} < 0,3$ ) par la méthode des doubles rapports. Le système Xe+Sn est représenté sur le graphe de gauche, Au+Au sur le graphe de droite. On constate que les deux phases sont à la même température pour une énergie transverse donnée.*

doubles rapports isotopiques (carrés roses) du couple Li/He.

Les courbes obtenues sont quasiment identiques pour les deux phases. Pour une même énergie transverse, la température de la phase dite "liquide" est égale à la température de la phase "gazeuse". Ceci est donc en accord avec l'idée d'une coexistence de phase à température donnée (ensemble canonique).

### 3.3.7 Conclusion

Nous avons donc mis en avant, dans ce chapitre, le caractère bimodal d'une variable  $Z_{asym}$  liée à l'asymétrie, dans un même domaine d'énergie transverse. Ce signal, même robuste, est atténué pour deux raisons principales. La première est la dynamique de la collision, les particules issues du pré-équilibre polluant le signal. Cette influence a d'ailleurs été vérifiée théoriquement par F.Gulminelli (voir fig. 3.2). Une sélection du plus gros fragment à l'arrière de la source nous a permis de diminuer cet effet dynamique.

La seconde raison de l'atténuation du signal de bimodalité vient du mélange des événements, même en triant par l'énergie transverse des particules légères de la quasi-cible.

L'évolution de la zone bimodale avec l'énergie incidente montre que ce tri en  $E_{trans}$  ne coïncide pas avec un tri en température. Cependant, les deux modes observés correspondent bien à des températures voisines. Par ailleurs, le signal de bimodalité n'est observé que dans une zone limitée d'énergie transverse. Le tableau suivant, donnant les différents ré-

<i>Signal</i>	$(\frac{E_{trans}}{A_p+A_c})_{transition} (MeV/A)$	$(E_{trans})_{transition} (MeV)$
Bimodalité	[0, 9; 1, 05]	[360; 420]

TAB. 3.2 – *Bilan :* Pour le système Au+Au à 80 MeV/A, ce tableau donne le domaine d'énergie transverse (en MeV/u et en MeV) pour lequel le signal est observé.

sultats obtenus pour l'exemple du système Au+Au à 80 MeV/A, sera complété au fil des chapitres.

La bimodalité de  $Z_{asym}$ , observée expérimentalement, est une indication possible de l'existence d'une transition de phase liquide-gaz. D'autres signaux vont être étudiés dans la suite afin de les confronter aux premiers résultats obtenus.



# Chapitre 4

## Le $\Delta$ -scaling

Nous venons de présenter un signal possible de transition de phase du premier ordre : la bimodalité. Nous avons vu que l'observable  $A_{max}$ , attendue théoriquement comme paramètre d'ordre, ne présente pas de bimodalité dans les données que nous avons analysées. Ce fait peut se comprendre théoriquement de deux façons différentes : ou bien la transition de phase représentée par la multifragmentation n'est pas du premier ordre, ou les contraintes expérimentales imposées par la sélection des données et par la physique de la collision limitent les fluctuations physiques de  $A_{max}$  de façon à effacer la bimodalité.

Le fait d'avoir trouvé une autre observable corrélée à  $A_{max}$  (en l'occurrence  $Z_{asym}$ ) qui est bimodale nous a fait pencher pour cette seconde hypothèse. Toutefois, en examinant la figure (3.12), nous avons remarqué qu'il n'est pas possible d'exclure l'hypothèse d'une transition continue.

C'est pour cette raison que, dans ce chapitre, nous réexaminerons plus en détail les distributions de probabilité de la variable  $A_{max}$  pour vérifier si cette dernière est compatible avec un comportement d'échelle, comme le prévoit la théorie des fluctuations universelles [Bot00] dans le cas d'un comportement critique ou d'une transition de phase du second ordre. Nous nous intéresserons tout d'abord à l'aspect théorique de ce signal. Puis de manière similaire au second chapitre, les résultats expérimentaux, déjà publiés [Bot01][Fra04], obtenus par l'étude des collisions centrales, seront développés. Plusieurs systèmes de masses différentes seront comparés.

Enfin, la dernière partie sera dédiée aux collisions périphériques étudiées. Une étude du système Xe+Sn sur l'ensemble des événements puis sur certains échantillons déduits du second chapitre, sera développée. Pour finir, nous aborderons l'influence de la masse du système observé en s'intéressant aux collisions Au+Au.

### 4.1 Le $\Delta$ -scaling : les prévisions théoriques

L'idée de ce nouveau signal, proposée par R. Botet et M. Plozajczak [Bot00] et dérivée de la théorie des fluctuations universelles, est donc de s'intéresser à la forme des distributions de probabilité d'un paramètre d'ordre. Les lois d'échelle suivies par ces distributions

permettent d'identifier la présence de phases pures et d'éventuels points critiques. Comme pour le signal de bimodalité, il n'est pas obligatoire de supposer le système en équilibre thermodynamique.

On admet que le  $\Delta$ -scaling est observé lorsque les distributions de probabilité notées  $P_N[m]$  d'une observable  $m$  sont ajustées par la même courbe  $\Phi(z_{(\Delta)})$  ci-dessous, indépendamment de la taille  $N$  du système :

$$\langle m \rangle^\Delta P_N[m] = \Phi(z_{(\Delta)}) = \Phi\left(\frac{m - \langle m \rangle}{\langle m \rangle^\Delta}\right) \quad (4.1)$$

Dans cette équation,  $\langle m \rangle$  est la valeur moyenne de l'observable  $m$  et  $\Delta$  est un paramètre d'ajustement tel que  $\frac{1}{2} \leq \Delta \leq 1$ . Cette valeur de  $\Delta$  peut être déterminée par le biais de la formule suivante reliant la variance  $\sigma$  de la distribution  $P_N[m]$  à la moyenne de  $m$  :

$$\sigma^2 \approx \langle m \rangle^{2\Delta} \quad (4.2)$$

Si l'on considère un système fini dont l'équivalent infini est le siège d'une transition de phase, et si  $m$  est un paramètre d'ordre, alors ce système possède deux phases, une phase pure "ordonnée" présentant des distributions identiques  $\Phi$ , de forme gaussienne, ajustées avec la valeur  $\Delta = \frac{1}{2}$  et une phase pure "désordonnée" dont les distributions asymétriques, de type Gumbel, sont ajustées avec  $\Delta = 1$ . Les fonctions de type Gumbel ont la forme suivante :

$$\Phi(z) \approx e^{-z+e^{-z}} \quad (4.3)$$

Finalement, le point de changement de régime est un point critique s'il suit la loi  $\Delta = \frac{1}{2}$ , mais en présentant une déviation des queues de distribution par rapport à la gaussienne [Bot00].

D'un point de vue expérimental, il n'est pas possible de faire varier de façon importante la taille totale  $N$  du système. Il a alors été choisi [Fra04] d'utiliser comme variable de tri, pour construire les distributions  $P[m]$ , des variables corrélées à l'énergie déposée. L'observation d'une loi d'échelle ( $\Delta = 1$  ou  $\Delta = \frac{1}{2}$ ) indiquera alors que le système se trouve dans la même phase pure dans l'intervalle de "température" explorée par la variable de tri.

Dans la suite, nous allons nous intéresser aux premiers résultats expérimentaux obtenus en faisant cette étude [Fra04][Bot01], concernant les collisions centrales de différents systèmes. Ces résultats, déjà publiés, seront rappelés.

## 4.2 Les premiers résultats expérimentaux : les collisions centrales

Les premiers résultats concernant le  $\Delta$ -scaling ont été donnés pour les collisions centrales [Bot01]. Dans cette partie, nous allons revenir sur les résultats publiés dans la référence [Fra04] présentant une étude systématique de plusieurs systèmes symétriques de masse très différentes, allant de Ni+Ni à Au+Au. Le premier paragraphe reviendra sur le choix du paramètre d'ordre  $m$  grâce à l'étude des collisions Xe+Sn. Les résultats sur

ce système seront présentés. Le second paragraphe examinera l'influence de la masse du système sur l'énergie de transition d'un régime à l'autre.

### Le paramètre d'ordre $Z_{max}$

Les événements considérés dans cette étude sont ceux correctement détectés ( $Z_{tot} \geq 0,8.(Z_{projectile} + Z_{cible})$ ), issus des collisions centrales (paramètres d'impact les plus faibles). Cette sélection sur la centralité a été faite grâce à l'énergie transverse de toutes les particules légères  $E_{t12}$  (sélection des grandes valeurs de  $E_{t12}$ ).

Examinons la charge du plus gros fragment  $Z_{max}$ . Les courbes obtenues sont données par la figure (4.1). Nous remarquons l'existence de deux familles de courbes. Les courbes tracées

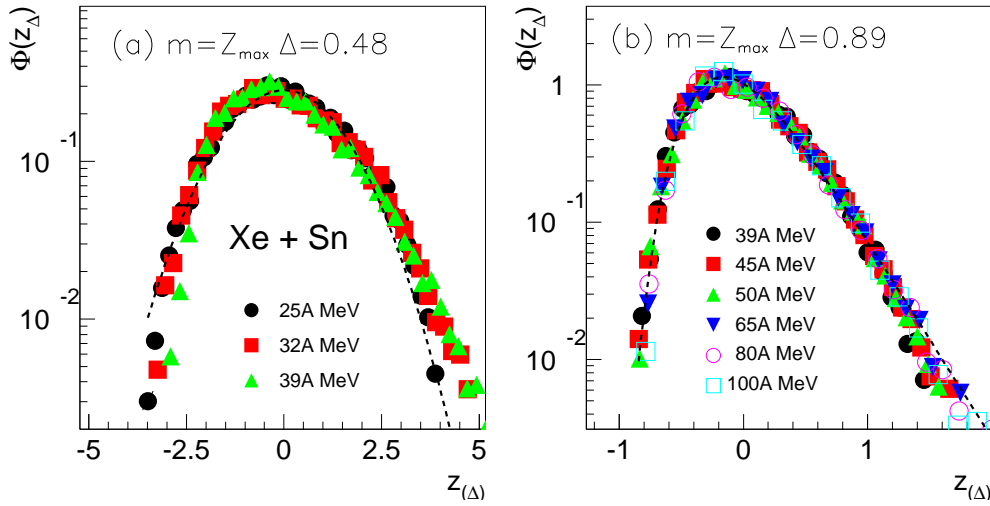


FIG. 4.1 – *Xe+Sn* : Tracés de  $\Phi(z_{\Delta})$  en fonction de  $z_{\Delta}$  pour des énergies de 25 à 100 MeV/A, pour les collisions centrales. Chaque symbole correspond à une énergie. A gauche (25 à 39 MeV/A), les distributions avec  $\Delta \approx \frac{1}{2}$  sont ajustées par une courbe unique de forme gaussienne. A droite (39 à 100 MeV/A), les distributions avec  $\Delta = 1$  sont ajustées par une courbe de type Gumbel.

pour  $\Delta \approx \frac{1}{2}$  ( $E_{inc} = 25; 32; 39$  MeV/A) peuvent être ajustées par une courbe unique de forme gaussienne. Les autres ( $E_{inc}$  de 39 à 100 MeV/A) tombent sur une même courbe de type Gumbel (eq.4.3) pour  $\Delta = 1$ . J. Frankland obtient donc deux phases : une phase "ordonnée" pour  $E_{inc} < 39$  MeV/A et une phase "désordonnée" pour  $E_{inc} > 39$  MeV/A,  $Z_{max}$  jouant le rôle de paramètre d'ordre. La multiplicité totale de particules  $M_{tot}$ , présente, elle, des courbes  $\Phi(z_{\Delta=\frac{1}{2}})$  identiques quelle que soit l'énergie incidente. Dans ce cas, la conclusion est que  $M_{tot}$  n'est pas un paramètre d'ordre (§ 4.1).

L'énergie de transition, observée vers 39 MeV/A sur la figure (4.1), varie suivant la masse du système. C'est ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant.

### Influence de la masse du système

Des résultats similaires aux collisions Xe+Sn ont été trouvés pour le système Ni+Ni. Deux familles de courbes, et donc deux phases différentes sont observées. Cependant, il existe une différence notable : l'énergie incidente correspondant à la transition. En effet, pour ce système plus léger, la valeur obtenue est 52 MeV/A. Ainsi,  $E_{trans}$  semble diminuer lorsque la masse augmente. Cette affirmation est confirmée par le résultat du  $\Delta$ -scaling

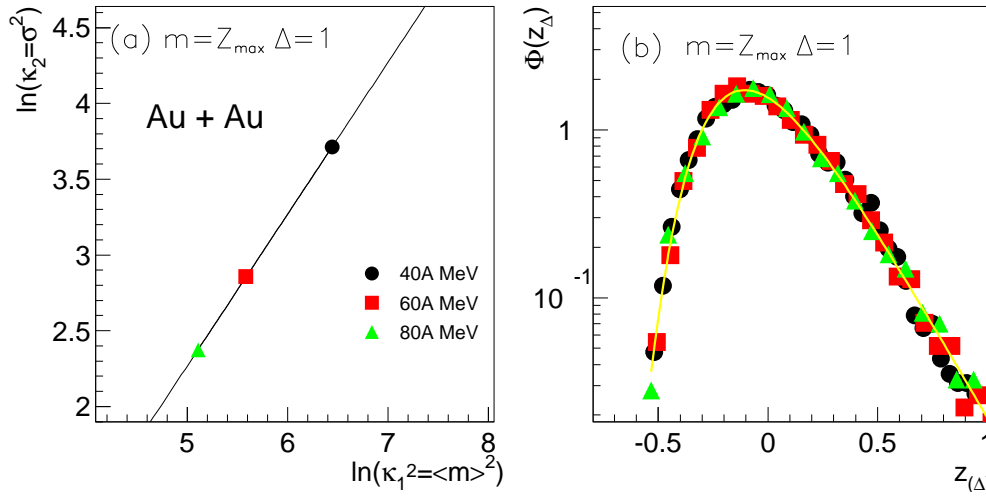


FIG. 4.2 – Au+Au : La figure de gauche représente  $\ln(\sigma^2)$  en fonction de  $\ln(\langle Z_{max} \rangle^2)$  pour les collisions centrales de 40 à 80 MeV/A. Une droite est obtenue de pente  $\Delta = 1$ . A droite, les distributions  $\Phi(z_\Delta)$  correspondantes appartiennent à la phase désordonnée. Pour observer un changement de régime (phase ordonnée), il faudrait avoir des données pour une énergie inférieure à 40 MeV/A.

pour le système lourd Au+Au. Dans ce cas, l'énergie de transition doit être inférieure à celle trouvée pour Xe+Sn. En traçant le graphique ( $\ln(\sigma^2)$  vs  $\ln(\langle Z_{max} \rangle^2)$ ), la seule valeur de  $\Delta$  obtenue est la valeur 1 (fig.4.2) pour  $E_{inc} > 40$  MeV/A. Toutes les courbes  $\Phi(z_\Delta)$  correspondantes sont identiques et asymétriques.

Tous ces résultats concernant les collisions centrales sont donc cohérents. Deux phases sont observées quel que soit le système, mais avec des énergies de transition différentes. La dernière remarque faite par J. Frankland concerne l'évolution de ces courbes avec la centralité des collisions. Il a observé qu'en considérant les collisions plus périphériques, le  $\Delta$ -scaling disparaît et ainsi, aucune transition ordre-désordre ne peut être reconnue. C'est sur ce dernier point que mon travail s'est porté en étudiant les collisions périphériques de deux systèmes de masse différente (Xe+Sn et Au+Au) pour une énergie incidente de 80 MeV/A.

### 4.3 Les collisions périphériques et semi-périphériques

Intéressons-nous donc maintenant aux collisions périphériques. Dans ce cas, une large gamme en énergie d'excitation est attendue. L'idée est donc, comme pour l'étude de la bimodalité, de considérer le seul quasi-projectile et de trier les réactions suivant leur violence. Ce tri est fait grâce à l'énergie transverse  $E_{trans}$  des particules légères du côté de la quasi-cible, grandeur présentée dans le paragraphe (§ 3.3.2).

Dans un premier temps nous considérerons le système Xe+Sn à 80 MeV/A, puis nous étudierons l'influence de la masse du système en présentant les mêmes résultats pour Au+Au.

#### 4.3.1 Le système Xe+Sn

Les distributions  $\Phi(z_{\Delta})$  sont donc tracées en triant par tranches de 50 MeV d'énergie transverse, pour le paramètre d'ordre  $Z_{max}$ . L'ensemble de ces courbes est représentée sur la figure (4.3) pour deux valeurs de  $\Delta$  ( $\Delta = \frac{1}{2}$  et  $\Delta = 1$ ). Nous constatons que toutes les

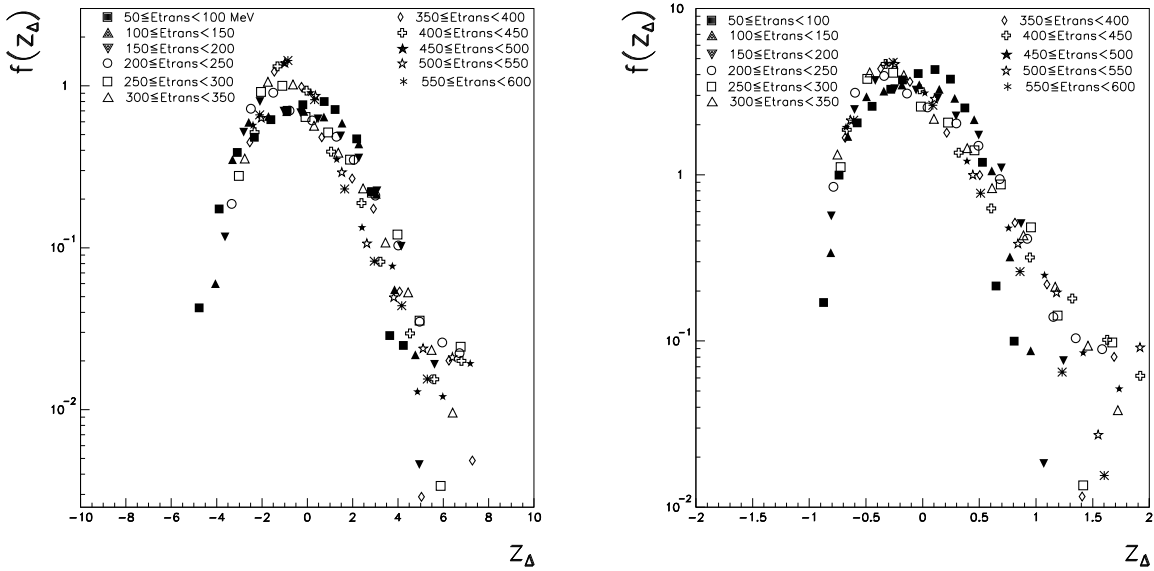


FIG. 4.3 – Xe+Sn, 80 MeV/A : Représentations de  $\Phi(z_{\Delta})$  en fonction de  $z_{\Delta} = \frac{Z_{max} - \langle Z_{max} \rangle}{\langle Z_{max} \rangle \Delta}$  pour deux valeurs de  $\Delta$ . Chaque symbole correspond à un domaine d'énergie transverse  $E_{trans}$ , les courbes de gauche étant tracées pour  $\Delta = \frac{1}{2}$  et celles de droite pour  $\Delta=1$ . On constate que chaque courbe est différente, aucun ajustement ne peut être fait.

courbes sont différentes. Aucun ajustement n'est donc possible et ceci, quelle que soit la valeur de  $\Delta$ . Ce résultat est en accord avec les résultats présentés précédemment (§ 4.2). Deux conclusions sont alors à envisager. La première serait que l'observable  $Z_{max}$  ne joue pas le rôle de paramètre d'ordre et donc que, quels que soient les événements sélectionnés,



aucun ajustement ne sera possible.

La seconde conclusion serait que l'on se trouve en coexistence de phase comme nous l'avions proposé dans le chapitre précédent, et de ce fait, qu'un tri est nécessaire pour chaque tranche de  $E_{trans}$ . C'est cette dernière considération que nous allons développer dans la suite.

### Tri par la variable d'asymétrie

Afin de trier les événements, nous allons utiliser les résultats du chapitre précédent. En effet, nous avons vu que les événements pouvaient se classer suivant la variable  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$ . Deux familles se distinguaient :  $Z_{asym}$  proche de 1 ( $Z_1 \gg Z_2$ , la phase dite "liquide", sélectionnée par  $Z_{asym} > 0,7$ ) et  $Z_{asym}$  proche de 0 ( $Z_1 \approx Z_2$ , phase "gazeuse" sélectionnée par  $Z_{asym} < 0,3$ ). Ces résultats se retrouvent sur la figure (3.11), la zone de transition d'une famille à l'autre étant telle que  $200 < E_{trans} < 250 \text{ MeV}$ . Ainsi, la plupart des événements de  $E_{trans} \leq 200 \text{ MeV}$  ont une valeur de  $Z_{asym}$  supérieure à 0,7. Considérons donc uniquement ces événements et traçons les courbes  $\Phi(z_\Delta)$  correspondantes.

La figure (4.4) de gauche représente ces courbes pour les tranches de  $E_{trans}$  situées avant la zone de transition et pour  $\Delta = \frac{1}{2}$ . Cette fois-ci, les trois distributions peuvent être fittées

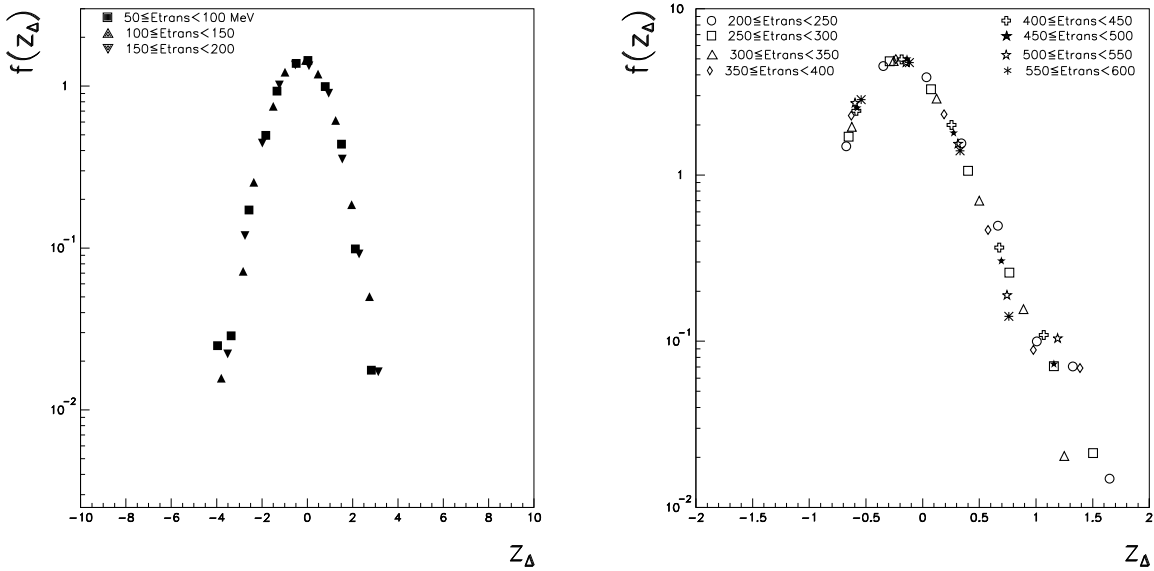


FIG. 4.4 –  $\text{Xe}+\text{Sn}$ ,  $80 \text{ MeV}/A$  : Tracés de  $\Phi(z_\Delta)$  en fonction de  $z_\Delta$  mais en triant par valeur de  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$ . A gauche,  $Z_{asym} > 0,7$  et  $\Delta = \frac{1}{2}$  pour les domaines de  $E_{trans}$  avant la zone de bimodalité (fig.3.11); à droite,  $Z_{asym} < 0,3$  et  $\Delta = 1$  pour  $E_{trans} > E_{bimod}$ . Nous constatons que les courbes obtenues peuvent se regrouper en 2 familles : les premières de type "Gaussiennes" (phase ordonnée;  $\Delta = \frac{1}{2}$ ) et les secondes de type "Gumbel" (phase désordonnée;  $\Delta = 1$ ).

par une seule courbe, d'allure gaussienne. On observe donc un  $\Delta$ -scaling pour ce premier type d'événements.

De la même façon, sur la figure de droite sont tracées les distributions  $\Phi(z_\Delta)$  pour les domaines d'énergie transverse supérieure à 200 MeV auxquelles on impose  $Z_{asym} < 0,3$ . Encore une fois, toutes ces courbes peuvent être ajustées ensembles mais en choisissant  $\Delta = 1$ . L'ajustement obtenu est de type Gumbel.

Ces observations sont en complet accord avec les prévisions théoriques développées dans le paragraphe (§ 4.1). En effet, les événements formant la phase ordonnée présentent un  $\Delta$ -scaling de type gaussien avec  $\Delta = \frac{1}{2}$ , alors que ceux de la phase désordonnée sont ajustés avec  $\Delta = 1$  par une courbe gumbelienne.

Il nous reste maintenant à déterminer les valeurs de  $\Delta$  obtenues pour les deux fits. Pour cela, nous nous servons de l'équation (4.2). En effet, si l'on trace le logarithme de  $\sigma^2$  en fonction du logarithme de  $\langle Z_{max} \rangle^2$ , la droite obtenue aura pour pente la valeur de  $\Delta$ . La figure (4.5) représente ces deux grandeurs l'une en fonction de l'autre pour différents cas. Avant tout, précisons que toute la gamme en énergie transverse n'est pas balayée ( $E_{trans} < 650 MeV$  : voir fig. 3.8), les événements de fusion ne sont donc pas considérés. Le premier cas représenté considère tous les événements, sans sélection sur  $Z_{asym}$  (en haut). Le résultat n'est pas une droite, mais une courbe pour laquelle aucune pente ne peut être déterminée. Ceci est cohérent avec la figure (4.3) qui soulignait l'absence de  $\Delta$ -scaling. Une allure similaire est obtenue dans le modèle du gaz sur réseau en présence d'une coexistence de phase [Reg04].

Le second graphe, en bas à gauche, est tel que  $Z_{asym} > 0,7$ . Il ne faut donc considérer uniquement que les trois premières tranches d'énergie transverse, soient celles avant la zone de transition. La droite obtenue est tracée et a pour pente  $\Delta = 0,3$ . Le dernier graphe (en bas, à droite) comprend les événements de  $Z_{asym} < 0,3$ , la droite étant tracée pour  $E_{trans} > 200 MeV$ . La valeur de  $\Delta$  obtenue est 1,8.

Ces deux valeurs de  $\Delta$  sont différentes des valeurs attendues, mais l'évolution va dans le bon sens. En effet, pour les événements de la phase ordonnée, la théorie prévoit  $\Delta = 0,5$ , tandis que pour la phase désordonnée, la valeur attendue est 1. Ceci n'est pas étonnant si l'on considère que, seulement à la limite thermodynamique, une coexistence de phase est équivalente à la superposition de deux phases pures. Dans les systèmes finis, la présence d'une tension de surface modifie cette image simpliste [Gro97]. Le paramètre  $\Delta$  n'est donc pas discriminant, mais malgré cela, les événements des deux phases différentes sont ajustés par deux courbes, l'une gaussienne et l'autre de type Gumbel. Ceci est en accord avec les résultats obtenus par J.Frankland pour les collisions centrales.

### Scaling général sans paramètre $\Delta$

Le  $\Delta$ -scaling est un cas particulier de scaling. Il peut exister un scaling plus général pour les courbes étudiées sans qu'il y ait, pour ces dernières, de  $\Delta$ -scaling. Nous venons de voir qu'en triant par la variable  $Z_{asym}$ , on observe un  $\Delta$ -scaling, lequel n'est pas vu pour

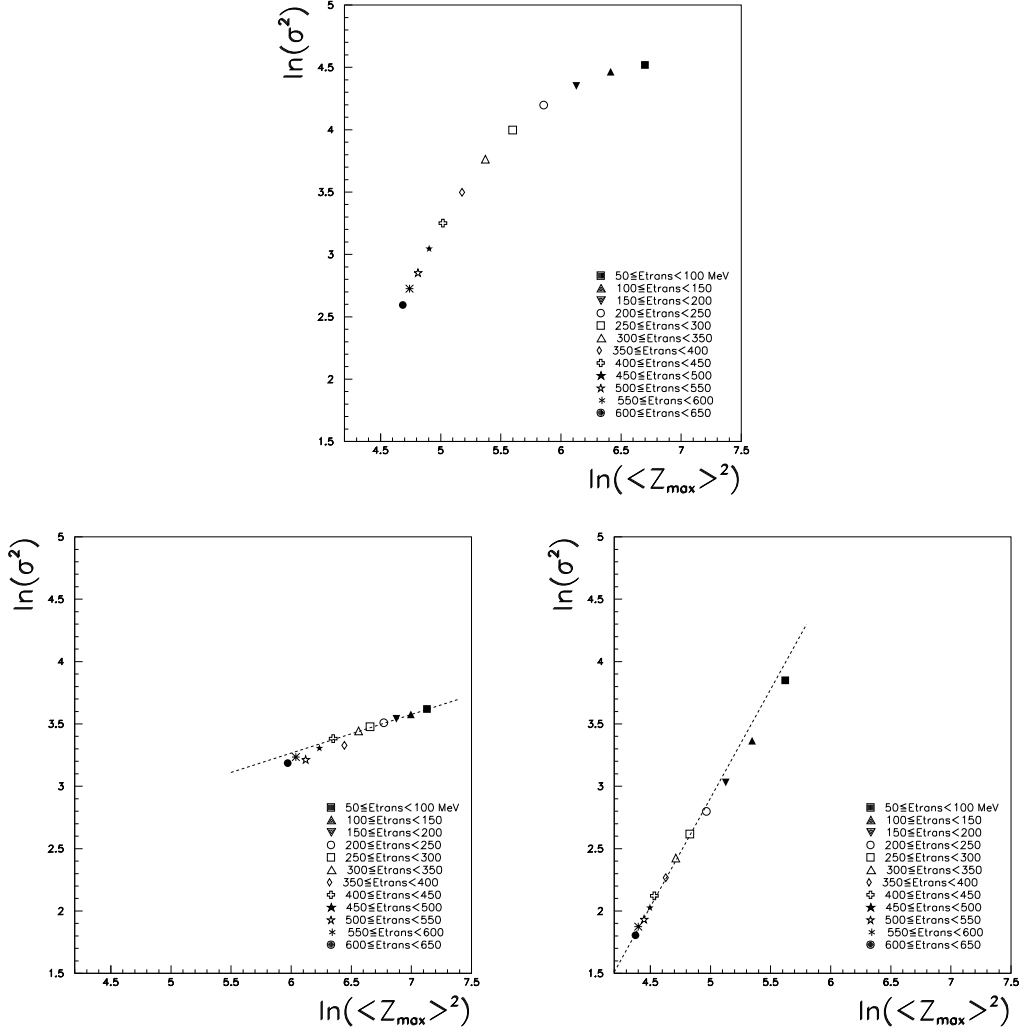


FIG. 4.5 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Représentations de  $\ln(\sigma^2)$  en fonction de  $\ln(\langle Z_{\max} \rangle^2)$ . La figure du haut est tracée quelle que soit la valeur de  $Z_{\text{asym}}$ , en bas celle de gauche est telle que  $Z_{\text{asym}} > 0,7$  et à droite,  $Z_{\text{asym}} < 0,3$ . Les valeurs de  $\Delta$  obtenues sont respectivement  $\Delta = 0,3$  ( $Z_{\text{asym}} > 0,7$ ) et  $\Delta = 1,8$  ( $Z_{\text{asym}} < 0,3$ ).

l'ensemble des événements. Il reste donc à vérifier qu'il n'existe pas de scaling général si l'on ne trie pas les événements. Pour cela, considérons une nouvelle loi de scaling, proche de la formule (4.1) mais plus générale. Le scaling est alors vérifié lorsque les distributions de probabilité  $P(Z_{\max})$  sont fittées par la même courbe  $f_0(z_\sigma)$  donnée ci-après.

$$P[Z_{\max}] = f_0(z_\sigma) = f_0\left(\frac{Z_{\max} - \langle Z_{\max} \rangle}{\sqrt{\sigma^2}}\right) \quad (4.4)$$

où  $\sigma$  représente les variances des distributions de  $Z_{max}$ .

Les résultats sont donnés par la figure (4.6). Chaque symbole correspond à une tranche

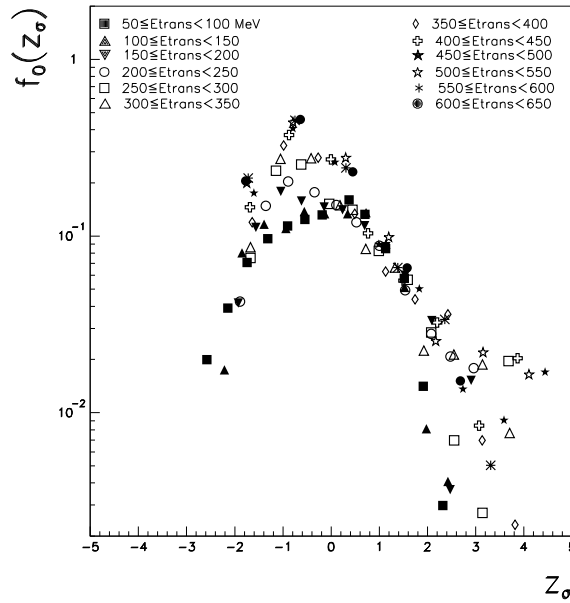


FIG. 4.6 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Représentations de  $f_0(z_\sigma)$  en fonction de  $z_\sigma = \frac{Z_{max} - \langle Z_{max} \rangle}{\sqrt{\sigma^2}}$ . Comme pour la figure (4.3), chaque symbole correspond à un domaine d'énergie transverse  $E_{trans}$ . On constate que toutes les courbes sont différentes, aucun fit n'est possible.

d'énergie transverse. Nous constatons qu'aucun ajustement n'est possible, toutes les courbes étant différentes. Ainsi, en considérant l'ensemble des événements, sans faire aucun tri, les courbes ne présentent pas de scaling, qu'il soit général ou non.

Le paragraphe suivant sera une présentation rapide de l'étude de  $\Phi(z_\Delta)$  pour deux nouvelles énergies de bombardement du système  $Xe+Sn$  : 65 et 100 MeV/A.

### Influence de l'énergie de bombardement

Vérifions maintenant que des résultats similaires sont obtenus à 65 et 100 MeV/A d'énergie incidente. Les mêmes courbes  $\Phi(z_\Delta)$  sont tracées sur la figure (4.7). Les graphes situés en haut correspondent à 65 MeV/A d'énergie, ceux du bas étant pour 100 MeV/A. A gauche, les événements sélectionnés sont tels que la variable d'asymétrie est supérieure à 0,7. A droite, ce sont les événements de faible asymétrie qui sont retenus ( $Z_{asym} < 0,3$ ). Les tracés obtenus sont identiques à ceux de la figure (4.4), à savoir l'existence de deux familles de courbes : les premières de forme gaussienne avec  $\Delta = \frac{1}{2}$ , les secondes de forme gumbelienne avec  $\Delta = 1$ . Ce sont ainsi les deux différentes phases qui sont mises en avant : la phase d'ordre observée à gauche sur la figure (4.7) et la phase de désordre à droite. On

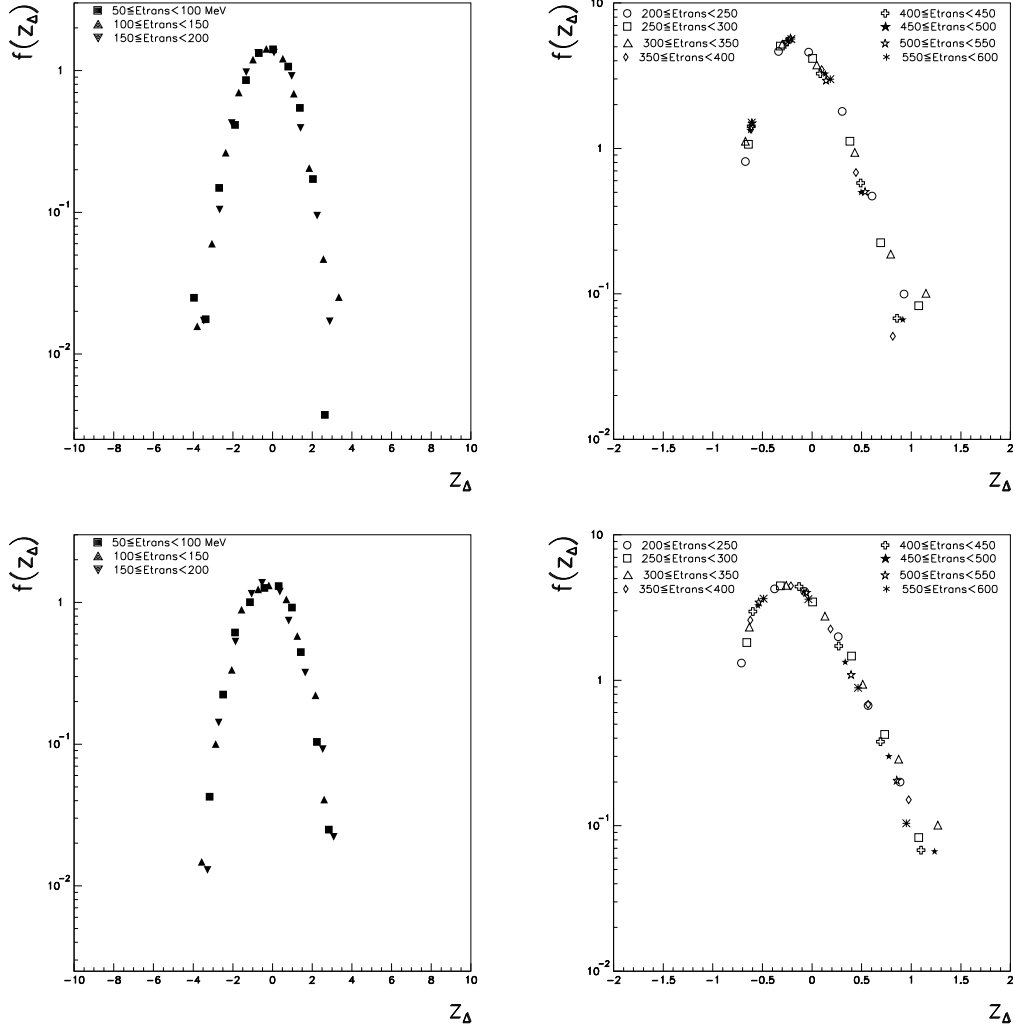


FIG. 4.7 –  $^{136}\text{Xe}+^{150}\text{Sn}$ , 65 et 100 MeV/A : Tracés de  $\Phi(z_\Delta)$  en fonction de  $z_\Delta$  en triant par valeur de  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$ . A gauche,  $Z_{asym} > 0,7$  et  $\Delta = \frac{1}{2}$  pour les domaines de  $E_{trans}$  avant la zone de bimodalité ; à droite,  $Z_{asym} < 0,3$  et  $\Delta = 1$  pour  $E_{trans}$  après la bimodalité. Nous obtenons les mêmes résultats qu'à 80 MeV/A d'énergie de bombardement.

retrouve donc bien les mêmes résultats qu'à 80 MeV/A présentés précédemment.

Nous allons voir, dans le paragraphe suivant, l'influence de la masse sur ces résultats, en considérant le système plus lourd Au+Au, en revenant à 80 MeV/A d'énergie de bombardement.

### 4.3.2 Le système Au+Au

Dans la suite sont donc tracées pour le système Au+Au les mêmes courbes que pour Xe+Sn concernant le  $\Delta$ -scaling. La fission a été reconstruite (voir § 3.3.4). Les deux premières figures (4.8) correspondent à la fonction  $\Phi(z_\Delta)$ , où  $z_\Delta = \frac{Z_{max} - \langle Z_{max} \rangle}{\langle Z_{max} \rangle \Delta}$ . Aucune

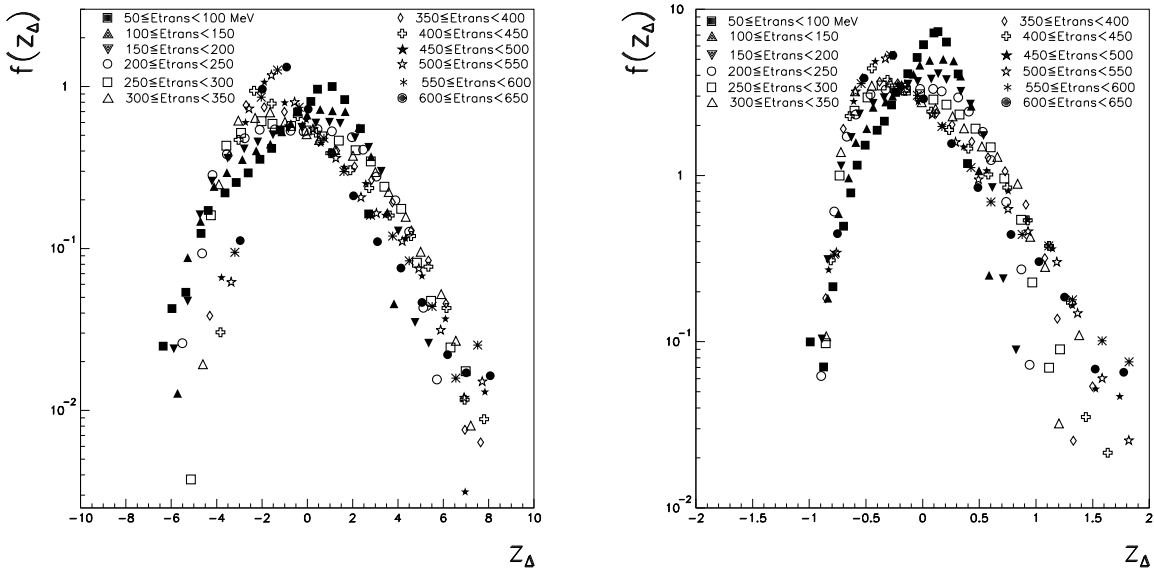


FIG. 4.8 –  $Au+Au$ , 80 MeV/A : Mêmes tracés que la figure (4.3) mais pour le système  $Au+Au$  :  $\Phi(z_\Delta)$  pour  $\Delta = \frac{1}{2}$  à gauche et  $\Delta = 1$  à droite. La conclusion est la même que pour  $Xe+Sn$ , aucun ajustement n'est possible.

sélection n'a été faite sur la variable d'asymétrie  $Z_{asym}$  (identique à la figure 4.3). On s'aperçoit qu'aucun ajustement n'est possible, toutes les courbes obtenues étant différentes les unes des autres quelle que soit la valeur de  $\Delta$  (à gauche,  $\Delta = \frac{1}{2}$  ; à droite,  $\Delta = 1$ ). Ce résultat est donc semblable à celui du système Xe+Sn.

En triant par les valeurs de  $Z_{asym}$ , on retrouve deux familles de courbes. En effet, la figure (4.9) représente d'une part les courbes  $\Phi(z_{\Delta=\frac{1}{2}})$  pour la variable d'asymétrie supérieure à 0,7, d'autre part  $\Phi(z_{\Delta=1})$  pour  $Z_{asym} < 0,3$ . Cette fois-ci, les courbes correspondant à de grandes asymétries sont toutes identiques et ajustées par une gaussienne. Celles tracées pour de petites asymétries sont ajustées par une courbe de type Gumbel. Les conclusions sont donc semblables à celles du paragraphe précédent, à savoir que les

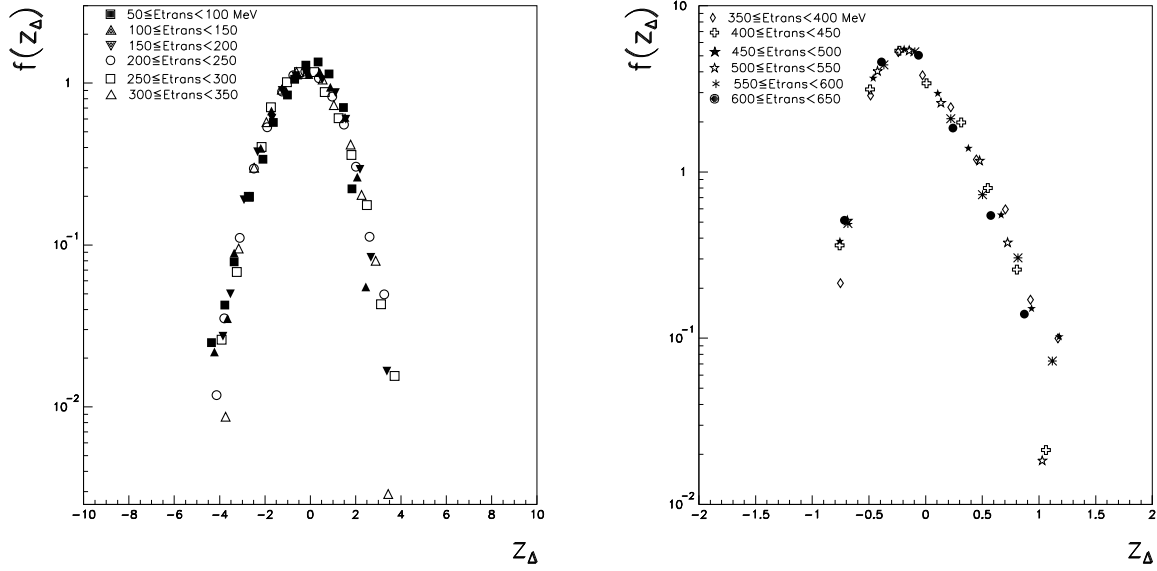


FIG. 4.9 –  $Au+Au, 80 \text{ MeV}/A$  : La première figure est telle que  $Z_{asym} > 0,7$  et  $\Delta = \frac{1}{2}$  pour  $E_{trans} < E_{bimod}$  et la seconde telle que  $Z_{asym} < 0,3$  et  $\Delta = 1$  pour  $E_{trans} > E_{bimod}$ . Comme pour la figure (4.4), deux familles apparaissent.

événements de la phase liquide présentent une distribution  $\Phi(z_{\Delta=\frac{1}{2}})$  identiques quelle que soit  $E_{trans}$  avant la zone de transition. Les événements de "type gazeux" ont des  $\Phi(z_{\Delta=1})$  identiques pour toutes les tranches d'énergie transverse  $E_{trans} > E_{bimod}$  où  $E_{bimod} = 360 \text{ MeV}$  est l'énergie de transition pour le système Au+Au.

Enfin, la dernière étape consiste à déterminer les valeurs du paramètre  $\Delta$  dans les deux cas où l'ajustement est possible. La figure (4.10) est la même que la figure (4.5), mais cette fois-ci pour le système Au+Au. Ainsi, le graphe du haut concerne tous les événements, alors que les deux du bas sont tracés pour  $Z_{asym} > 0,7$  (à gauche) et  $Z_{asym} < 0,3$  (à droite). Les droites obtenues ont pour pente la grandeur  $\Delta$ . Si le premier graphe est une courbe arrondie pour laquelle aucune pente ne peut être déterminée, les deux autres graphes peuvent être considérés comme des droites. En effet, dans le cas  $Z_{asym} > 0,7$ , en ne prenant en compte que les points tels que  $E_{trans} < 360 \text{ MeV}$ , la pente obtenue est égale à 0,3. De même, pour  $Z_{asym} < 0,3$  et  $E_{trans} > 360 \text{ MeV}$ , on obtient une droite de pente 1,2.

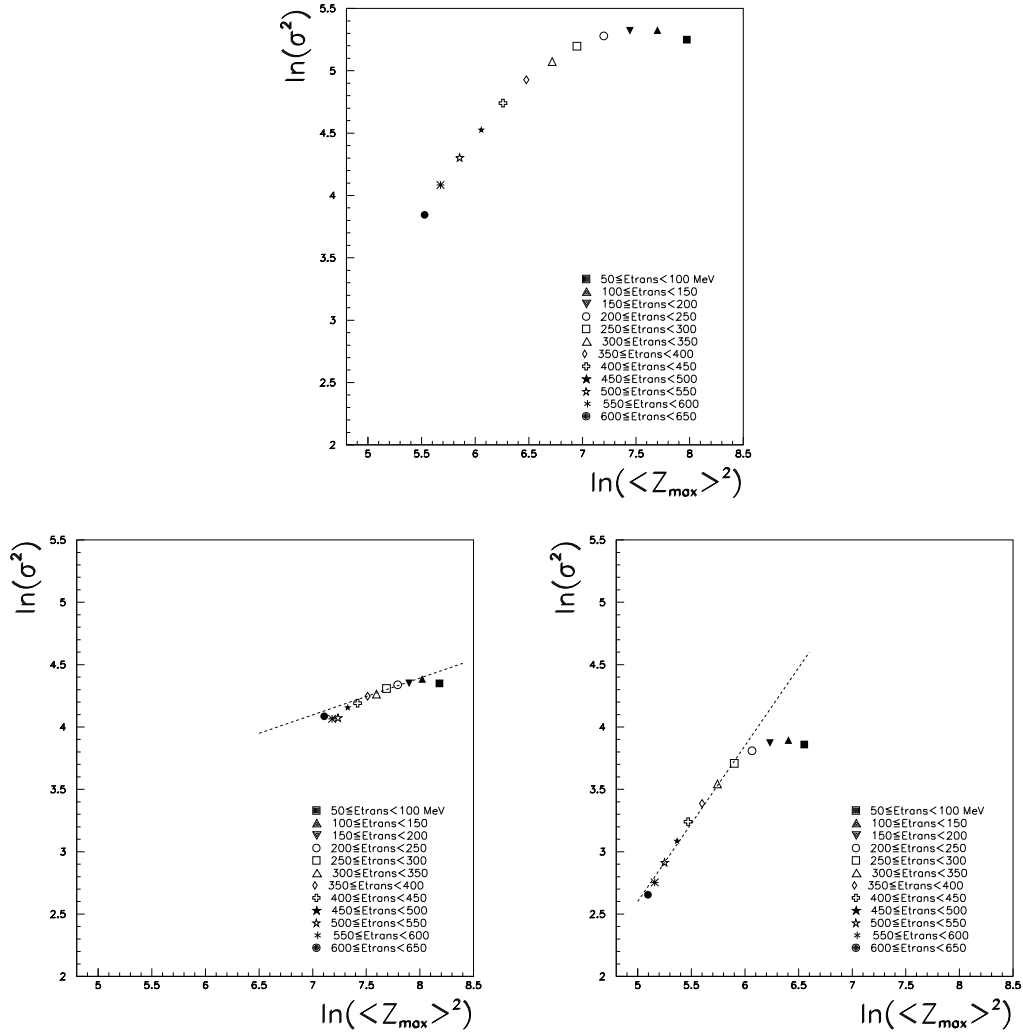


FIG. 4.10 –  $Au+Au$ , 80 MeV/A :  $\ln(\sigma^2) = f(\ln(\langle Z_{\max} \rangle^2))$ , même présentation que la figure (4.5) : en haut quelque soit  $Z_{\text{asym}}$ , en bas à gauche pour  $Z_{\text{asym}} > 0,7$  et en bas à droite pour  $Z_{\text{asym}} < 0,3$ . Les valeurs obtenues sont respectivement  $\Delta = 0,3$  et  $\Delta = 1,2$ .



### 4.3.3 Conclusion

Nous avons donc obtenu, au cours de ce chapitre, deux résultats principaux. Le premier concerne l'ensemble des événements : aucun scaling des distributions de probabilité de  $Z_{max}$  n'est possible en triant par tranches d'énergie transverse. Cependant, un tri par la variable d'asymétrie  $Z_{asym}$  permet de retrouver des résultats identiques à ceux obtenus en collisions centrales et aux prévisions théoriques, à savoir : la phase ordonnée présente des courbes  $\Phi(z_{\Delta=\frac{1}{2}})$  identiques et de type gaussien, alors que pour la phase désordonnée, l'ensemble des  $\Phi(z_{\Delta=1})$ , toutes semblables également, sont de type Gumbel. Il existe un changement de la forme des courbes et de la valeur de  $\Delta$  pour un domaine d'énergie transverse fixé. Le tableau suivant, repris du premier chapitre (tab. 3.2), est complété par ces nouveaux résultats.

<i>Signal</i>	$(\frac{E_{trans}}{A_p+A_c})_{transition} (MeV/A)$	$(E_{trans})_{transition} (MeV)$
Bimodalité	[0, 9; 1, 05]	[360; 420]
$\Delta$ -scaling	[0, 875; 1]	[350; 400]

TAB. 4.1 – *Bilan : Pour le système Au+Au à 80 MeV/A, ce tableau donne les domaines d'énergie transverse (en MeV/u et en MeV) pour lesquels les différents signaux sont observés.*

Ce nouveau signal, le  $\Delta$ -scaling, est observé pour la même énergie transverse que le signal de bimodalité. Le fait que l'on ait dû trier les distributions de  $Z_{max}$  pour retrouver les comportements attendus en phase pure, bien que la distribution de  $Z_{max}$  ne soit jamais explicitement bimodale, est une nouvelle indication de coexistence de phase. Elle suggère donc une transition du premier ordre comme il est attendu théoriquement si la multifragmentation est un processus de faible densité. Un dernier signal, basé sur les fluctuations de la répartition de l'énergie, sera étudié dans le chapitre suivant.





## Chapitre 5

# Les fluctuations d'énergie configurationnelle

Après ces deux chapitres dédiés à deux signaux différents marquant la possible existence d'une transition entre deux phases de la matière nucléaire, un premier bilan s'impose. D'une part, nous avons observé une bimodalité dans les distributions d'une variable d'asymétrie entre les deux plus gros fragments, pour un domaine d'énergie transverse précis. Cette bimodalité met en avant deux familles d'événements de topologie différente. En triant ces deux familles, un second signal, le  $\Delta$ -scaling, apparaît, toujours dans le même domaine d'énergie transverse. Ces signaux, basés uniquement sur les caractéristiques du plus gros ou des deux plus gros fragments, sont présents et cohérents sans avoir besoin de faire aucune sélection sur les événements correctement détectés.

Ce chapitre présente une nouvelle étude de signal possible de transition de phase, mais cette fois-ci en considérant l'ensemble de chaque événement et non plus seulement les deux plus gros fragments. Ce nouveau signal, proposé par F. Gulminelli et P. Chomaz [Cho99], est basé sur l'observation des fluctuations de l'énergie cinétique pour un ensemble d'événements triés en énergie totale. En général, pour un système physique donné, ces fluctuations sont inférieures aux fluctuations que le même système montrerait s'il était mis en équilibre thermique avec un bain thermique car, dans ce dernier cas, l'énergie totale serait aussi libre de fluctuer. Des fluctuations dépassant cette limite thermodynamique peuvent donc être qualifiées d'anormales, et la proposition de F. Gulminelli et P. Chomaz est d'associer ces fluctuations anormales à une transition de phase du premier ordre.

Si l'équiprobabilité des états microscopiques est respectée (équilibre statistique), les fluctuations d'énergie cinétique peuvent être associées à la capacité calorifique microcanonique du système. Dans ce cas, des fluctuations anormales correspondent à une capacité calorifique négative [Cho99], ce qui est prévu par la théorie pour toute transition de phase du premier ordre dans les systèmes finis, pourvu que cette transition soit associée à une chaleur latente. Il est intéressant de noter que ce phénomène, recherché expérimentalement pour les transitions de phase de tous les systèmes microscopiques, a été reporté presque au même temps pour la multifragmentation nucléaire [DAg02] et pour la liquéfaction d'agré-

gats métalliques [Sch97][Sch98][Sch01].

Dans un premier temps, nous nous pencherons sur l'aspect théorique de ce signal en introduisant brièvement la formule littérale donnant la capacité  $C$ . L'application à l'expérience en sera déduite.

La seconde partie sera dédiée aux résultats obtenus et publiés précédemment pour les collisions centrales du système Xe+Sn à différentes énergies de bombardement allant de 32 à 50 MeV/A.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre sera consacrée aux collisions périphériques étudiées dans ce travail. Après un paragraphe présentant le calcul de l'énergie d'excitation et ses différentes hypothèses, les courbes des fluctuations de l'énergie cinétique seront tracées pour plusieurs types d'événements et l'origine de ces fluctuations déterminée.

## 5.1 La capacité calorifique : les prévisions théoriques

Pour mieux comprendre l'intérêt de l'étude des fluctuations, montrons la relation entre ces dernières et la capacité calorifique dans le cas d'un système isolé et équilibré.

Si l'énergie totale peut être décomposée en deux parties indépendantes, notées 1 et 2 telle que  $E_t = E_1 + E_2$ , la distribution de probabilité de l'énergie du sous-système 1 peut alors s'écrire :

$$P_1^{E_t}(E_1) = \frac{W_1(E_1).W_2(E_t - E_1)}{W(E_t)} = e^{S_1(E_1)+S_2(E_t-E_1)-S_t(E_t)} \quad (5.1)$$

où  $W_i$  est la densité d'états du sous-système  $i$ ,  $S_i$  l'entropie et  $W$  est le produit de convolution des deux densités individuelles. Si l'on approxime cette distribution par une gaussienne, on obtient la variance  $\sigma_1$  suivante :

$$\sigma_1^2 = \langle E_1^2 \rangle - \langle E_1 \rangle^2 \approx T^2 \cdot \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad (5.2)$$

Dans cette équation,  $C_i$  est la capacité calorifique du sous-système  $i$ . On obtient alors l'expression de la capacité calorifique totale  $C$  suivante :

$$C \approx C_1 + C_2 = \frac{C_1^2}{C_1 - \frac{\sigma_1^2}{T^2}} \quad (5.3)$$

$\sigma_{can}^2 = C_1 T^2$  est la valeur prévue pour la variance  $\sigma_1^2$  si le système était mis en équilibre avec un bain thermique de température  $T$  telle que  $\langle E \rangle = E_t$ .

En dehors de la zone de coexistence des deux phases, les fluctuations  $\sigma_1$  sont petites, et de cette façon,  $C$  reste positive. En revanche, dans la zone de coexistence, ces fluctuations augmentent et le terme  $\frac{\sigma_1^2}{T^2}$  devient plus grand que  $C_1$  à l'intérieur de la région spinodale. Une signature de la transition de phase liquide-gaz est donc l'observation du changement de signe :  $\sigma_1^2 > \sigma_{can}^2$  ce qui implique  $C < 0$ .

La courbe calorique, la capacité calorifique et les fluctuations normalisées ont été calculées pour un modèle de gaz sur réseau, identique à celui utilisé pour l'étude de la bimodalité (§ 3.1). Les résultats sont publiés sous la référence [Cho00] et donnés par la figure (5.1). Dans un calcul microcanonique, et ceci avec deux hypothèses différentes (pression constante

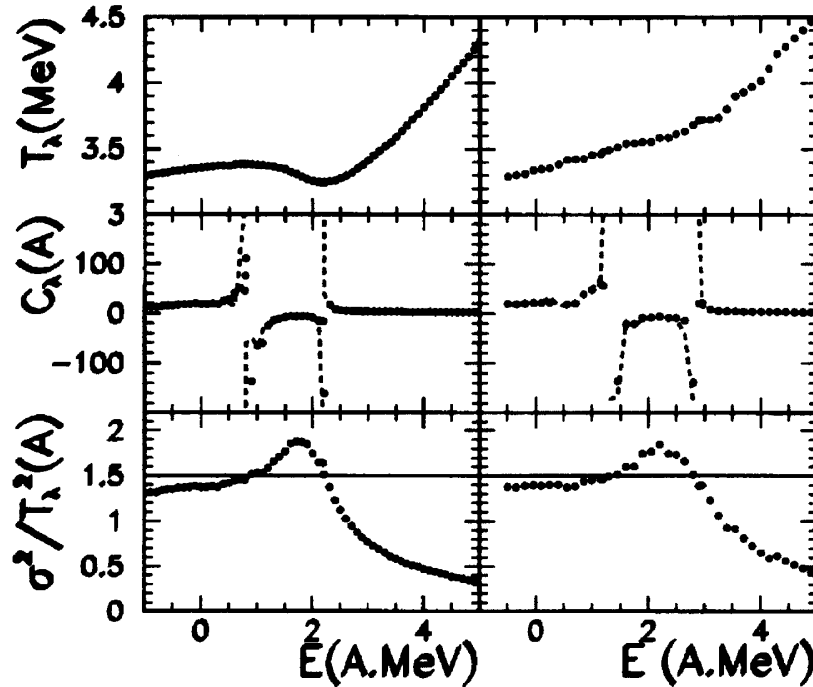


FIG. 5.1 – *Modèle "lattice-gas" : Extrait de la référence [Cho00]. A gauche, calcul à pression constante ; à droite, volume moyen constant. Les courbes tracées sont en haut la courbe calorique, au milieu la capacité calorifique totale et en bas les fluctuations normalisées en fonction de l'énergie en MeV/A. On observe un domaine pour lequel  $C$  est négative.*

pour les graphes de gauche et volume moyen constant pour ceux de droite), nous observons deux divergences de la capacité calorifique totale. Dans les deux cas, la capacité calorifique exacte du modèle (courbe en trait pointillé) est en très bon accord avec l'expression approximée (donnée par l'équation 5.3) issue des fluctuations (points noirs).

Au vu de ce résultat, l'idée est donc d'observer un tel signal pour les données expérimentales. Pour cela, il est nécessaire de mettre au point une procédure pour appliquer cette méthode. Elle sera détaillée dans le paragraphe suivant.

### Application aux données expérimentales

Pour appliquer ce que nous venons de voir à l'expérience, plusieurs étapes sont nécessaires. La première concerne la définition du système étudié. Pour les collisions centrales, c'est la source unique formée qui est prise en compte, avec une condition sur sa taille qui

doit être à  $\pm 10\%$  celle de la voie d'entrée. Un tri en différents domaines d'énergie d'excitation est ensuite fait afin d'obtenir un calcul microcanonique semblable à la théorie. En ce qui concerne les collisions périphériques, le système considéré est le quasi-projectile, le travail ensuite étant identique à la condition près sur la taille qui devient  $Z_{QP} = Z_{proj}$  à  $\pm 10\%$ . Cette charge  $Z_{QP}$  est la charge du quasi-projectile. Pour la déterminer, deux possibilités s'offrent à nous. La première est de comptabiliser uniquement les particules situées à l'avant de l'ellipsoïde. Ainsi, la charge s'écrit sous la forme suivante :

$$Z_{QP} = \sum_{i=1}^M Z_i \quad (5.4)$$

où  $M$  est la multiplicité de particules. L'autre possibilité est envisagée pour mettre de côté les particules de pré-équilibre. Ainsi, concernant les particules légères, seules celles situées à l'avant de la source sont comptabilisées, et leur contribution est doublée. Nous avons choisi cette possibilité afin de limiter la contribution des particules à mi-rapidité. Nous reviendrons sur ce choix dans la suite. Remarquons tout de même que l'influence de ce choix sur la mesure des fluctuations est limitée [DAg02].

La seconde étape de la méthode est la définition des deux sous-systèmes proposés précédemment. L'idée est d'écrire l'énergie d'excitation comme la somme d'une composante cinétique  $E_k$  et d'une composante potentielle  $E_p$  :

$$E^* = E_k + E_p \quad (5.5)$$

Les deux chaleurs spécifiques partielles correspondantes seront notées respectivement  $C_k$  et  $C_p$ . Cette décomposition est valable à tous les temps de la collision, mais pour déduire des informations éventuelles sur la transition de phase, elle doit être appliquée au temps de formation des fragments. Expérimentalement, ce temps est le temps de "freeze-out" (F.O.). Le "freeze-out" correspond à l'instant où les produits émis lors de la collision deviennent trop écartés les uns des autres pour continuer à ressentir l'interaction nucléaire forte. Etant donné la portée de cette dernière, un volume occupé par le système peut être défini à cet instant comme approximativement trois fois celui de la matière nucléaire ordinaire  $V_0$  [Cho00].

Dans l'équation (5.5), l'énergie potentielle est la somme de l'énergie due à l'excès de masse et de l'énergie coulombienne, toujours au F.O.

$$E_p = \left( \sum_{i=1}^M m_i - m_{sou} \right) + E_{coul} \quad (5.6)$$

$M$  étant la multiplicité au F.O.,  $m_{sou}$  la masse de la source. Pour reconstruire l'énergie potentielle, il faut tout d'abord attribuer à la source (unique ou QP) l'ensemble des fragments et des particules légères issues de cette dernière. Tout ce qui vient de la zone de mi-rapidité doit être mis de côté, tout comme ce qui vient de la quasi-cible pour les collisions binaires.

Le calcul de l'énergie d'excitation  $E^*$  en dépend, une étude dans ce sens sera présentée dans la suite (§ 5.3.1). Différentes hypothèses concernant l'origine des particules seront testées. Les résultats présentés pour les collisions centrales ont été obtenus en considérant comme issus de la source tous les fragments ainsi que les particules légères chargées situées dans un domaine angulaire délimité par  $60^\circ$  et  $120^\circ$ .

Les événements étant détectés à l'infini, après toute désexcitation de la source, une difficulté apparaît si l'on veut accéder aux observables au moment du F.O. Deux hypothèses extrêmes peuvent alors être considérées [Dag00]. Pour la première, dite hypothèse des fragments chauds, l'ensemble des particules légères chargées et des neutrons ont été émis par les fragments primaires. Pour la seconde hypothèse, celle des fragments froids, les mêmes particules chargées sont déjà formées au "freeze-out", les fragments se désexcitant par l'émission de neutrons. Dans la suite, ce sera la première hypothèse qui sera retenue.

Deux grandeurs restent maintenant à être déterminées : la multiplicité des neutrons et l'énergie coulombienne, toutes deux définies au F.O. Le multidétecteur INDRA ne mesurant que les charges (§ 2.1), il faut en effet calculer la multiplicité  $M_n^{F.O.}$ , qui est prise comme la différence entre la masse de la source attendue ( $A_{sou} = Z_{sou} \times (\frac{A}{Z})_{systeme}$ ) et la masse reconstituée au F.O. grâce à la formule EPAX [Sum00][Bou] :

$$M_n^{F.O.} = A_{sou} - \sum_{i=1}^{M_{F.O.}} A_i \quad (5.7)$$

Leur énergie est calculée en moyenne sur tous les événements en la considérant égale à celle des protons en soustrayant la contribution coulombienne. Le fait de faire ce calcul en moyenne, et non pas événement par événement, permet de ne pas créer de fluctuations artificielles supplémentaires [Dag02].

L'énergie coulombienne, elle, est donnée par la relation de Wigner-Seitz [Bon95] suivante :

$$E_{coul} = \frac{3}{5} \frac{e^2}{n^{\frac{1}{3}}} \left( \frac{Z_{sou}^2}{r_{sou}} - \sum_{i=1}^M \frac{Z_i^2}{r_i} \right) \quad (5.8)$$

pour laquelle  $Z_{sou}$  et  $r_{sou}$  sont respectivement la charge et le rayon de la source,  $Z_i$  et  $r_i$  ceux de chaque fragment primaire présent au "freeze-out". Enfin,  $n$  représente le rapport entre le volume de F.O. et le volume normal, que nous avons fixé à 3 (étant donné la portée de l'interaction nucléaire forte). Cette formule tient compte de l'énergie coulombienne d'une sphère uniformément chargée jouant le rôle de la source, et de celle des particules primaires.

**Calcul des fluctuations et de la capacité calorifique** La méthode impose le calcul des fluctuations de l'énergie cinétique  $\sigma_k$ . Ainsi, pour chaque tranche d'énergie d'excitation,  $\sigma_k$  est donnée par :

$$\sigma_k^2 = \left\langle \frac{E_k^2}{A_{sou}^2} \right\rangle - \left\langle \frac{E_k}{A_{sou}} \right\rangle^2 \quad (5.9)$$



La dernière étape avant le calcul de la capacité calorifique totale  $C$  est la détermination de la température  $T$  au F.O. que l'on obtient en résolvant l'égalité suivante :

$$\langle E_k \rangle = \langle \sum_{i=1}^M a_i \rangle T^2 + \langle \frac{3}{2}(M-1) \rangle T \quad (5.10)$$

Dans cette équation, le premier terme correspond à l'énergie d'excitation encore présente dans les produits,  $a_i$  étant les densités de niveaux prises égales à  $\frac{A_i}{8}$ . Le second terme est cinétique, l'énergie moyenne des particules étant égale à  $\frac{3}{2}T$ .

Nous obtenons donc une expression de la capacité calorifique totale suivante :

$$C = \frac{C_k^2}{C_k - \frac{\langle A_{sou} \rangle \sigma_k^2}{T^2}} \quad (5.11)$$

pour laquelle la chaleur spécifique partielle  $C_k$  est définie ainsi :

$$C_k = \frac{d \langle \frac{E_k}{A_{sou}} \rangle}{dT} \quad (5.12)$$

Il est important de souligner que cette méthode nous donnera l'ordre de grandeur des fluctuations, mais elle ne pourra pas nous fournir une évaluation quantitative de la capacité calorifique [DAG02]. Dans la suite de ce chapitre, cette méthode expérimentale sera appliquée aux données. Les premiers résultats publiés sur les collisions centrales seront rapidement présentés avant une étude complète des collisions périphériques.

## 5.2 Le signal observé pour les collisions centrales

Cette méthode expérimentale a été appliquée sur les collisions centrales du système Xe+Sn pour des énergies de bombardement allant de 32 à 50 MeV/A par N. Le Neindre [LeN99][LeN00]. La sélection des événements à source unique a été faite grâce à l'angle de flot, angle entre l'axe du faisceau et le grand axe de l'ellipsoïde défini dans le paragraphe (3.3.1) et dessiné sur la figure (3.7). Dans le cas des collisions centrales la déviation par rapport à l'axe du faisceau est beaucoup plus importante que pour des collisions périphériques pour lesquelles le projectile ne peut qu'effleurer la cible. Ainsi, la sélection qui a été choisie est telle que  $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ .

Pour ces événements, N. Leneindre a donc superposé pour 4 énergies différentes la courbe donnant la capacité calorifique totale  $C$  et la distribution d'énergie d'excitation  $E^*$  calculée par calorimétrie (voir § 5.3.1). Le résultat est donné par la figure (5.2). Les points blancs correspondent à  $C$ , tandis que la distribution en  $E^*$  est représentée par la ligne en trait continu. Chaque graphe correspond à une énergie incidente, soit dans l'ordre 32, 39, 45 et 50 MeV/A. Nous constatons sur les 4 graphes une divergence de la capacité calorifique autour de 6 à 7 MeV/A d'énergie d'excitation. Les énergies de bombardement les plus appropriées sont donc celles pour lesquelles la valeur la plus probable de  $E^*$  est dans cette

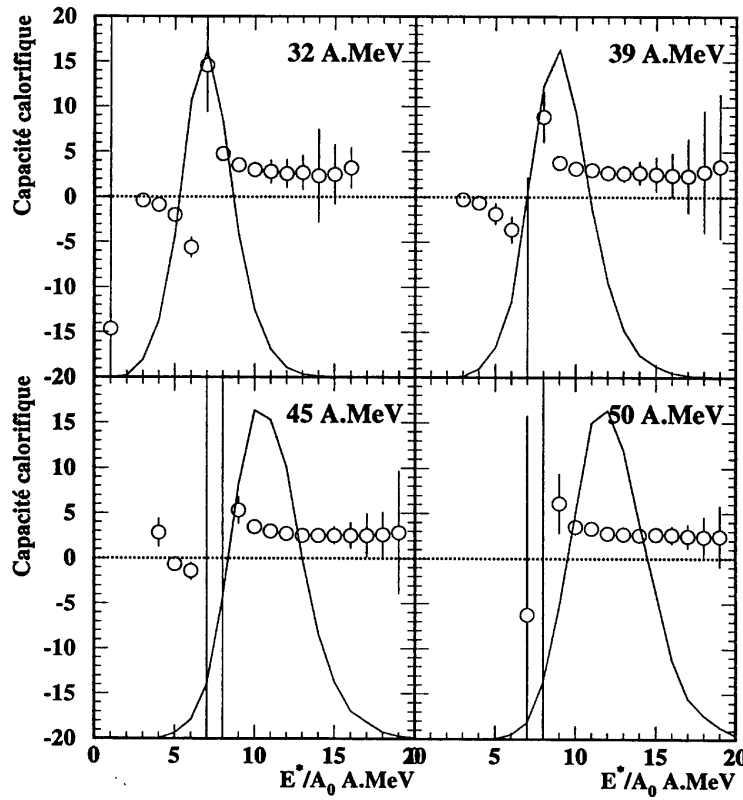


FIG. 5.2 –  $Xe+Sn$ , 32 à 50 MeV/A : Chaque graphe correspond à une énergie de bombardement. Les points blancs donnent la capacité calorifique totale et les traits pleins les distributions d'énergie d'excitation, le tout pour les collisions centrales ( $\theta_{flot} \geq 60^\circ$ ). On remarque une branche négative pour  $C$  ainsi que la seconde divergence attendue théoriquement.

zone, soit 32 et 39 MeV/A. Cette divergence est précédée par une branche négative et suivie par une branche positive. Cette discontinuité observée correspond donc à la seconde divergence, c'est à dire quand les fluctuations normalisées  $\frac{\sigma_k^2}{T^2}$  redeviennent plus faible que la chaleur spécifique  $C_k$ .

Le signal du  $C < 0$  est donc présent pour ces collisions pour le système  $Xe+Sn$ . D'autres travaux sur des systèmes plus légers tels que  $Ni+Ni$  ou  $Ni+Au$  ont donné les mêmes résultats [Gui02]. L'objectif est maintenant d'observer l'ensemble de la courbe des fluctuations, en considérant toute la gamme d'énergie d'excitation. Ce sont les collisions périphériques qui vont nous le permettre, la partie suivante y est consacrée.

### 5.3 Les collisions périphériques et semi-périphériques

Nous venons de présenter les résultats obtenus pour les collisions centrales du système  $Xe+Sn$ . A chaque énergie incidente correspond une courbe de fluctuations limitée à un

domaine d'énergie d'excitation précis. En s'intéressant maintenant aux collisions périphériques, l'idée est de balayer toute la gamme en  $E^*$ , et ainsi de tracer toute la courbe des fluctuations, sans se restreindre à un domaine particulier. Une telle courbe a déjà été obtenue grâce aux données des détecteurs Multics et Miniball par M.D'Agostino pour le système Au+Au [DAg02].

Dans la suite seront donc présentés les résultats expérimentaux pour les collisions périphériques des systèmes Au+Au et Xe+Sn (données INDRA). Une première partie examinera l'énergie d'excitation et sa méthode de calcul. Plusieurs hypothèses seront considérées afin de choisir la plus réaliste. Dans la seconde partie de ce chapitre, les courbes des fluctuations de l'énergie cinétique seront tracées pour divers événements et comparées à la chaleur spécifique partielle  $C_k$ . Enfin, ce chapitre s'achèvera sur la détermination de l'origine des fluctuations observées, et de l'influence de l'énergie de bombardement pour les deux systèmes.

### 5.3.1 L'énergie d'excitation

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe (§ 5.1), la détermination de l'énergie d'excitation est indispensable pour l'étude des fluctuations. Il faut donc pouvoir fixer sa valeur pour chaque événement considéré, et ce le plus précisément possible. Cette partie présente toute une étude de la variable  $E^*$ .

**Principe de calcul** Afin de calculer l'énergie d'excitation, il faut rassembler l'ensemble des produits de désexcitation du quasi-projectile reconstitué suivant la méthode décrite dans le paragraphe (§ 3.3.1). Une fois chaque particule attribuée, il reste à déterminer la valeur de  $E^*$  selon la formule suivante :

$$E^* = \sum_{i=1}^{M_{imf}} T_i + \sum_{j=1}^{M_{lcp}} T_j + \sum_{k=1}^{M_{neut}} T_k - Q \quad (5.13)$$

où  $T$  représente l'énergie cinétique,  $Q$  le bilan en masse,  $M_{imf}$  la multiplicité des fragments venant de la désexcitation du QP,  $M_{lcp}$  celle des particules légères et  $M_{neut}$  la multiplicité des neutrons.

Concernant les neutrons, le multidétecteur INDRA ne les détecte pas (§ 2.1). Il faut donc pouvoir évaluer leur nombre et leurs caractéristiques. Comme nous l'avons vu précédemment, la multiplicité  $M_{neut}$  est déterminée comme la différence entre la masse attendue et la masse reconstruite. Ainsi, si  $A_{proj}$  et  $Z_{proj}$  sont respectivement la masse et la charge du projectile,  $Z_{sou}$  la charge de la source reconstruite et  $M_{part} = M_{imf} + M_{lcp}$  la multiplicité de particules chargées, alors  $M_{neut}$  s'écrit :

$$M_{neut} = \frac{A_{proj}}{Z_{proj}} \cdot Z_{QP} - \sum_{i=1}^{M_{part}} A_i \quad (5.14)$$

Dans cette équation, les valeurs  $A_i$  sont déterminées suivant la formule EPAX donnant pour chaque charge la masse correspondante [Sum00], à l'exception des particules de plus

faible  $Z$  pour lesquelles la masse est donnée par INDRA (§ 2.1). Une fois la multiplicité des neutrons déterminée, leur énergie est fixée par analogie à celle des protons, en soustrayant la contribution due à l'énergie coulombienne. Cette opération est faite sur l'ensemble des événements en moyenne, afin de ne pas créer de fluctuations artificielles [DAg02].

En ce qui concerne les particules chargées, plusieurs hypothèses peuvent être envisagées quant à leur origine. Il faut en effet déterminer les produits de désexcitation du quasi-projectile en mettant de côté ceux issus de la quasi-cible et de la zone de mi-rapacité.

**Comparaison de différentes hypothèses** Afin de sélectionner la meilleure configuration possible, des solutions extrêmes sont envisagées. Les hypothèses portent sur la vitesse de la source  $V_{sou}$  et sur les particules à attribuer au QP. Voici la liste des six possibilités considérées :

1.  $\underline{V_{sou} = V_{imf} \ \& \ imf + lcp}$  : la vitesse de la source est égale à la vitesse du centre de masse des fragments situés à l'avant de l'ellipsoïde (définie dans le paragraphe (§ 3.3.1)) ; l'énergie d'excitation est calculée à l'aide de l'ensemble des particules à l'avant de l'ellipsoïde.
2.  $\underline{V_{sou} = V_{imf} \ \& \ imf + 2.lcp}$  : la vitesse de la source est égale à la vitesse du centre de masse des fragments situés à l'avant de l'ellipsoïde ; l'énergie d'excitation est calculée à l'aide des fragments à l'avant de l'ellipsoïde, et des particules légères à l'avant de la source (leur contribution est alors doublée).
3.  $\underline{V_{sou} = V_{imf} \ \& \ 2.imf + 2.lcp}$  : la vitesse de la source est égale à la vitesse du centre de masse des fragments situés à l'avant de l'ellipsoïde ; l'énergie d'excitation est calculée à l'aide de l'ensemble des particules à l'avant de la source, leur contribution étant doublée.
4.  $\underline{V_{sou} = V_{Z_{max}} \ \& \ imf + lcp}$  : la vitesse de la source est égale à la vitesse du plus gros fragment ; l'énergie d'excitation est calculée à l'aide de l'ensemble des particules à l'avant de l'ellipsoïde.
5.  $\underline{V_{sou} = V_{Z_{max}} \ \& \ imf + 2.lcp}$  : la vitesse de la source est égale à la vitesse du plus gros fragment ; l'énergie d'excitation est calculée à l'aide des fragments à l'avant de l'ellipsoïde, et des particules légères à l'avant de la source (leur contribution est alors doublée).
6.  $\underline{V_{sou} = V_{Z_{max}} \ \& \ 2.imf + 2.lcp}$  : la vitesse de la source est égale à la vitesse du plus gros fragment ; l'énergie d'excitation est calculée à l'aide de l'ensemble des particules à l'avant de source, leur contribution étant doublée.

Ces différentes hypothèses sont plus ou moins réalistes. Par exemple, le troisième cas peut présenter des configurations inappropriées. En effet, imaginons un événement avec un gros fragment de charge proche de celle du projectile et un fragment beaucoup plus petit situé à proximité du centre de masse de la réaction. Dans ce cas, seul le premier fragment est retenu, et sa contribution est doublée. Nous obtenons alors des produits de désexcitation du QP dont la somme des masses est bien supérieure à la réalité. Cet exemple montre les limites évidentes de cette hypothèse.

L'un des cas le plus réaliste est sans doute le second. En effet, la vitesse de la source est alors celle des fragments à l'avant de l'ellipsoïde, ces mêmes fragments étant retenus pour calculer  $E^*$ . Les particules légères issues du QP étant émises isotropiquement autour de ce dernier, le fait de retenir uniquement celles à l'avant de la source et de doubler leur contribution permet à priori d'éliminer les particules de pré-équilibre. Cette hypothèse de travail semble donc plus appropriée.

Afin de comparer chaque possibilité, nous avons tracé l'énergie d'excitation moyenne obte-

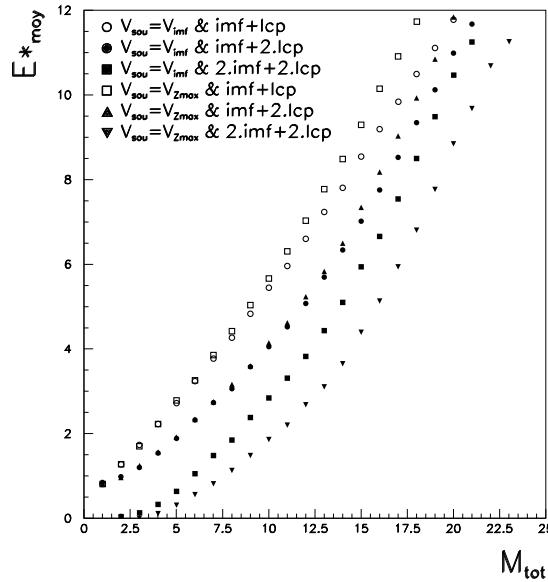


FIG. 5.3 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Représentation de l'énergie d'excitation moyenne  $E^*_{moy}$  (en MeV/A) en fonction de la multiplicité totale  $M_{tot}$ . Différents calculs sont testés en considérant plusieurs hypothèses (sur la vitesse de la source  $V_{sou}$  et sur l'origine des particules). La courbe la plus réaliste est tracée avec les points noirs et correspond à  $V_{sou} = V_{imf}$  et  $E^*$  calculée avec les fragments à l'avant de l'ellipsoïde et les particules légères à l'avant de la source.

nue pour les différents cas en fonction de la multiplicité totale  $M_{tot}$  à l'avant de l'ellipsoïde (figure 5.3). Nous avons choisi d'effectuer le tri en fonction de la multiplicité (l'énergie transverse est considérée plus loin) afin de permettre des comparaisons avec d'autres données obtenues sur d'autres sites, données qui sont triées en multiplicité (initiative WCI :

World Consensus Initiative). Sur ce graphe, chaque symbole correspond à une hypothèse. On constate que l'énergie d'excitation la plus faible est observée pour le sixième cas, tandis que la plus élevée est pour le quatrième. Ces deux hypothèses différentes ne correspondent pas à la réalité, elles forment des bornes inférieure et supérieure à la véritable valeur de  $E^*$ .

Quelle méthode choisir ? Clairement, la méthode 6 sous-estime  $E^*$  car on sait que le fragment le plus lourd est en moyenne émis vers l'avant de la source [Col03] : cette méthode revient donc à se limiter essentiellement aux particules légères émises par le noyau  $Z_{max}$ . La méthode 5 ne reflète pas la réalité en ce sens qu'elle choisit une vitesse de source incohérente avec les IMF retenus pour cette même source. Cette méthode ne peut que surestimer l'énergie d'excitation car elle donne une contribution énorme aux IMF et LCP émis autour de la mi-rapacité. De même, la troisième méthode est également incohérente, le système source choisi ne correspondant pas aux fragments retenus pour calculer  $E^*$ .

Pour la méthode 1, l'énergie d'excitation est à nouveau surestimée car elle inclut toutes les particules légères, y compris celles émises à mi-rapacité.

La méthode la plus raisonnable est la méthode 2, mais l'intérêt de cette étude est de révéler l'ordre de grandeur des erreurs ou incertitudes liées au choix des hypothèses. Cette incertitude est inférieure à  $\pm 1,5$  MeV/A.

Un dernier élément intéressant est la variance associée aux valeurs moyennes calculées ci-dessus. L'idée est donc, pour chacune des six hypothèses, de tracer cette variance pour tous les points de la figure (5.3). Par soucis de clarté sont représentés les six mêmes graphes sur la figure (5.4) sur lesquels sont tracées les erreurs correspondant à un cas à chaque fois (cas écrit en gras). La conclusion que l'on peut déduire de cette figure est que les cas les plus réalistes présentent, dans les domaines d'énergie d'excitation comprenant pratiquement l'ensemble des événements, une précision sur  $E^*$  inférieure au MeV/A. Cette méthode de calcul de  $E^*$  par calorimétrie est donc satisfaisante et permet ainsi d'avoir une idée précise sur la valeur de cette énergie d'excitation.

Intéressons-nous maintenant à l'origine de cette énergie et aux différentes contributions de chaque type de particules.

**Contribution des différentes particules** L'énergie d'excitation moyenne calculée précédemment est donc maintenant décomposée en trois contributions différentes : celle des fragments, celle des particules légères chargées et celle des neutrons. Le résultat est tracé sur la figure (5.5). L'ensemble des méthodes de calcul de  $E^*$  décrites dans le paragraphe précédent sont reprises pour chaque contribution. On constate que pour les faibles multiplécités, la part de l'énergie d'excitation due aux fragments est négligeable. En effet, lorsque le quasi-projectile est formé d'un gros fragment emmenant quasiment toute la masse, ce sont uniquement les particules légères chargées et les neutrons qui contribuent à l'énergie d'excitation.

Pour des valeurs de  $M_{tot}$  plus élevées, l'énergie d'excitation se répartit équitablement entre chaque type de particules, quelle que soit l'hypothèse de calcul choisie. Cependant, une

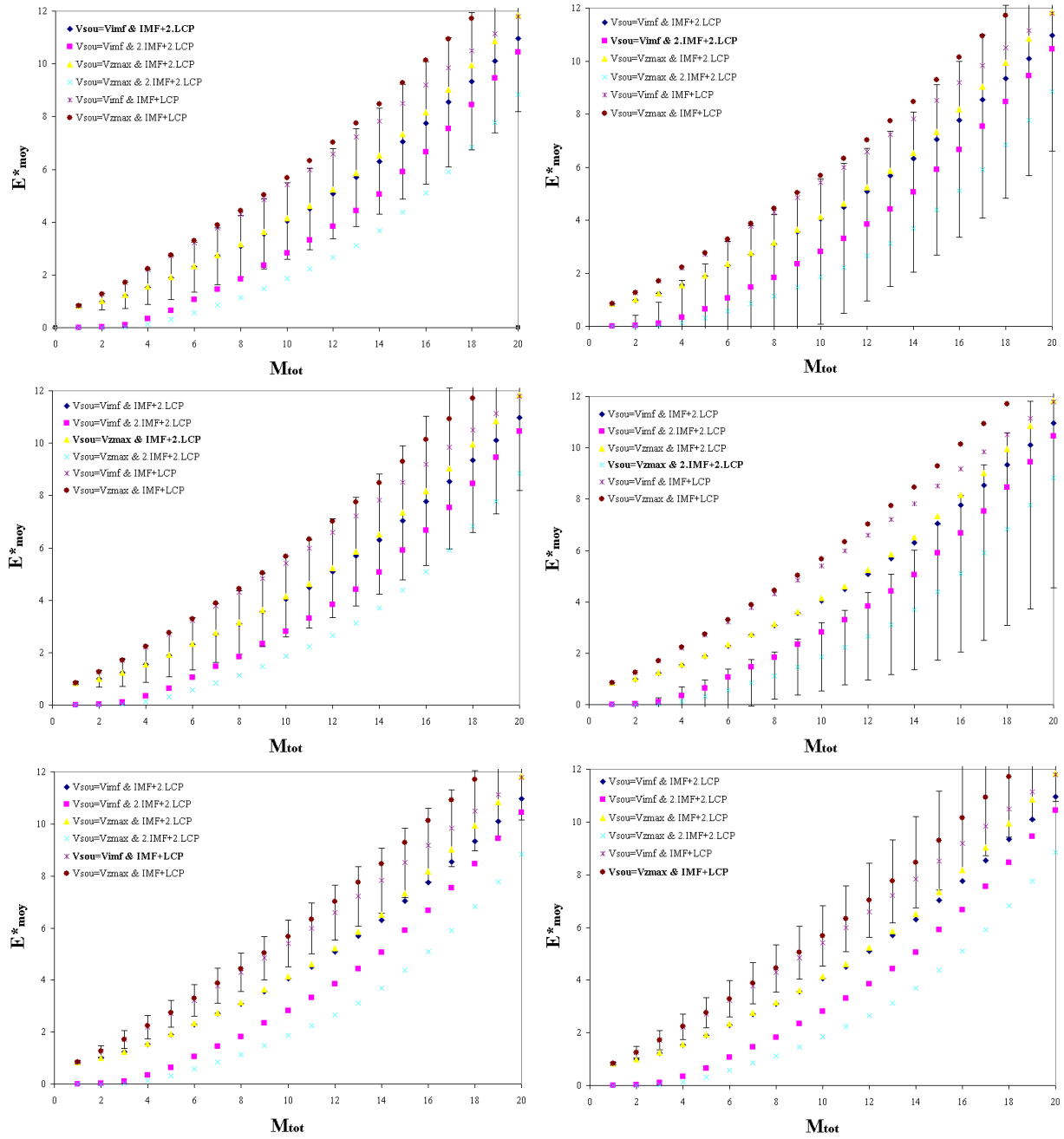


FIG. 5.4 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Mêmes courbes que la figure (5.3) avec les variances pour les six hypothèses différentes. La configuration écrite en gras est celle pour laquelle les erreurs sont indiquées.  $E_{moy}^*$  est exprimée en MeV/A.

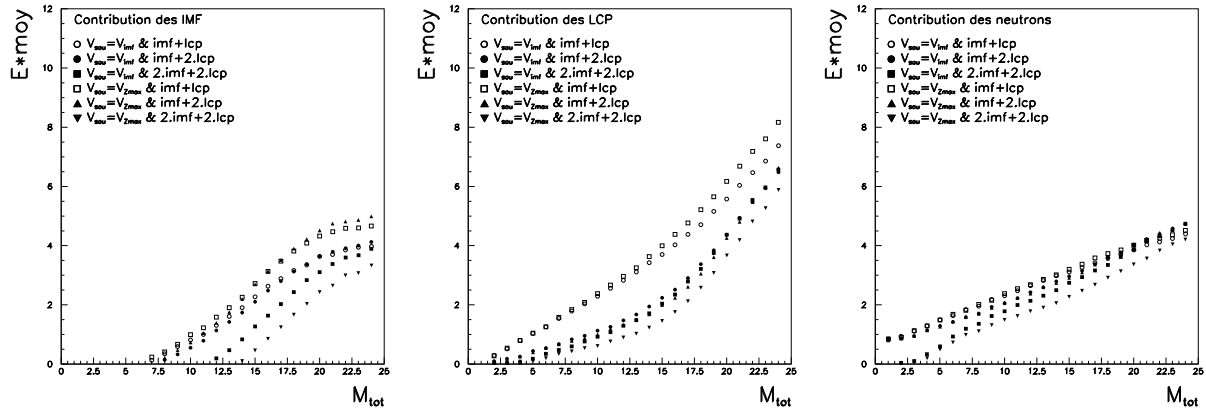


FIG. 5.5 –  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A : Contribution des différentes particules à  $E^*$  pour chaque hypothèse envisagée. Le graphe de gauche présente la partie de l'énergie d'excitation en MeV/A due aux fragments, celui du milieu à celle due aux particules légères et le graphe à droite représente la contribution calculée des neutrons.

remarque concernant le second graphe peut être faite : pour les particules légères chargées, deux familles de courbes apparaissent en considérant les six hypothèses différentes. Ces deux familles existent du fait de la méthode de calcul. En effet, les courbes de  $E^*_{moy}$  plus élevée correspondent au cas où l'ensemble des LCP à l'avant de l'ellipsoïde sont comptabilisées. Dans ce cas, même les particules issues du pré-équilibre servent au calcul de  $E^*$ . Cette dernière est donc visiblement surestimée.

Dans ce travail, l'hypothèse retenue pour le calcul de  $E^*$  est donc le second cas décrit précédemment, à savoir la vitesse de la source  $V_{sou}$  égale la vitesse du centre de masse des fragments, les particules retenues étant d'une part les IMF à l'avant de l'ellipsoïde, d'autre part les LCP à l'avant de la source (leur contribution étant doublée).

Dans la suite de ce chapitre, les fluctuations de l'énergie cinétique vont être étudiées en triant par l'énergie d'excitation du QP que nous venons de calculer. Ces fluctuations seront comparées à la chaleur spécifique partielle  $C_k$  afin de détecter une éventuelle branche négative de la capacité calorifique.

### 5.3.2 Les fluctuations de l'énergie cinétique

Comme pour les collisions centrales, nous allons donc nous intéresser aux fluctuations de l'énergie cinétique, ou plus précisément à  $\frac{\sigma^2}{T^2}$ , mais cette fois-ci en balayant toute la gamme en énergie d'excitation. Dans un premier temps, nous travaillerons sur le système Au+Au pour lequel les événements présentant deux fragments de fission ont été reconstitués (méthode du paragraphe 3.3.4). Plusieurs types d'événements seront examinés, notamment les plus compacts. Une méthode pour sélectionner ces derniers sera présentée et testée. Enfin,



les influences de l'énergie de bombardement et d'un tri en énergie transverse seront analysés.

Revenons donc à la grandeur  $\frac{\sigma^2}{T^2}$  et à sa comparaison à  $C_k$ . La courbe obtenue pour le système Au+Au à 80 MeV/A d'énergie incidente est représentée sur la figure (5.6). Les fluc-

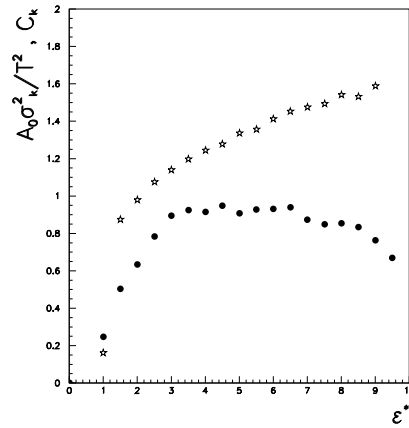


FIG. 5.6 – *Au+Au, 80 MeV/A : Tracé des fluctuations  $\frac{\sigma^2}{T^2}$  (points noirs) et de la chaleur massique  $C_k$  (points blancs) en fonction de l'énergie d'excitation (en MeV/A) calculée par calorimétrie. Le graphe est tracé pour tous les événements en reconstituant la fission. Le signe de la capacité calorifique, identique à celui de la différence entre les deux courbes, est toujours positif.*

tuations correspondent aux points noirs, la chaleur spécifique partielle aux points blancs. L'axe des abscisses porte l'énergie d'excitation. On remarque que la valeur du terme  $\frac{\sigma^2}{T^2}$  reste toujours inférieure à celle de  $C_k$ . La capacité calorifique est donc positive quelque soit  $E^*$ . Aucun signal de  $C < 0$  n'est donc observé, contrairement aux résultats des collisions centrales. On constate tout de même une courbe des fluctuations arrondie, présentant un maximum autour de 4 à 5 MeV/A d'énergie d'excitation.

L'idée pour aller plus loin est d'attribuer cette absence de signal au fait que certains événements sont pollués par des fragments ne venant pas de la désexcitation du quasi-projectile. En effet, même si la méthode de reconstruction des fluctuations donne plus une valeur qualitative que quantitative de  $\sigma_k^2$ , les valeurs reportées sur la figure (5.6) sont très inférieures à celles obtenues pour les collisions centrales avec la même méthode. Ceci suggère donc une possible contamination de pré-équilibre.

La possibilité de comptabiliser un IMF à tort, alors qu'il provient de la zone de mi-rapacité ou même de la quasi-cible, peut faire disparaître un signal fragile tel que le  $C < 0$ . Nous allons donc dans la suite sélectionner les événements les plus compacts, c'est à dire ceux pour lesquels tous les fragments attribués au QP sont proches de ce dernier et ainsi d'origine quasi-certaine.

### Les événements les plus compacts

Afin de sélectionner les événements compacts, nous nous sommes intéressés à une grandeur notée  $v_{rel}$  qui est en fait la différence entre la vitesse du plus gros fragment  $v_{Z_{max}}$  et celle du centre de masse de tous les autres (fragments) reconstitués :

$$v_{rel} = v_{Z_{max}} - \frac{\sum_{i=1}^{max-1} A_i v_i}{\sum_{i=1}^{max-1} A_i} \quad (5.15)$$

Ainsi, si la reconstruction du quasi-projectile inclut un fragment autour de la zone de mi-rapidité loin de la source réelle, la valeur de  $v_{rel}$  deviendra grande (notamment pour de faibles multiplicités). Il a été choisi, au vu des caractéristiques de l'ensemble des événements et de la répulsion coulombienne, de choisir une limite en  $v_{rel}$  à 3 cm/ns. Une étude sur cette sélection et spécialement sur cette valeur limite sera présentée dans la suite.

Regardons maintenant l'allure de la courbe des fluctuations de  $E_k$  en sélectionnant ces événements ( $v_{rel} \leq 3$ ). Le résultat est donné par la figure (5.7). Outre la présence plus

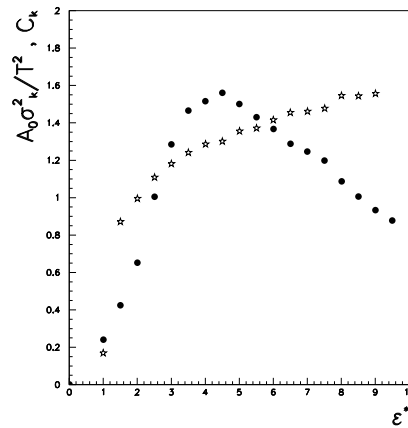


FIG. 5.7 –  $Au+Au$ , 80 MeV/A : Représentation de  $\frac{\sigma^2}{T^2}$  (points noirs) et de la chaleur massique  $C_k$  (points blancs) en fonction de l'énergie d'excitation (MeV/A) pour les événements les plus compacts. Dans ce cas, les fluctuations deviennent plus élevées que  $C_k$  pour un certain domaine en  $E^*$  : la capacité calorifique  $y$  devient négative.

marquée du maximum aux alentours de 4 à 5 MeV/A d'énergie d'excitation, nous pouvons observer la présence d'une zone pour laquelle  $\frac{\sigma^2}{T^2} > C_k$ . Dans cette zone, la capacité calorifique devient négative et présente donc deux divergences : l'une pour  $E^* \approx 3$  MeV/A, l'autre vers  $E^* \approx 5,5$  MeV/A. Le fait de sélectionner les événements les plus compacts permet donc d'obtenir le signal  $C < 0$ , et ceci pour  $v_{rel} \leq 3$  cm/ns. Nous allons, dans le paragraphe suivant, étudier l'évolution de cette courbe des fluctuations avec la valeur de la limite en  $v_{rel}$ .

**Etude de la sélection en  $v_{rel}$**  Pour cela, nous avons tracé un graphique à trois dimensions ayant pour axes l'énergie d'excitation  $E^*$ , les fluctuations normalisées  $\frac{\sigma^2}{T^2}$  et la valeur de la coupure en vitesse relative  $v_{rel}$  (figure 5.8). On s'aperçoit que plus la coupure

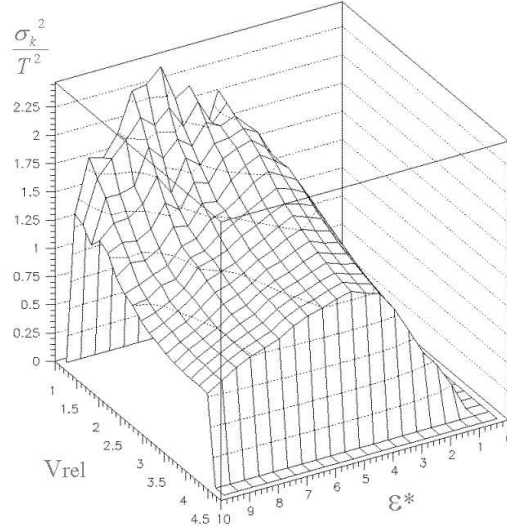


FIG. 5.8 – *Au+Au, 80 MeV/A : Etude de la sélection des événements compacts par la variable  $v_{rel}$  correspondant à la vitesse relative entre le plus gros fragment et les autres. Les trois axes portent  $E^*$  (MeV/A), les fluctuations  $\frac{\sigma^2}{T^2}$  et la valeur de la coupure en  $v_{rel}$  (cm/ns).*

est sévère (= plus les fragments sont proches du plus gros), plus les fluctuations de l'énergie cinétique croissent dans la zone où  $C$  est négatif. Il faut cependant se méfier, car réduire trop  $v_{rel}$  risque de tronquer l'échantillon des événements attribuables au quasi-projectile et de biaiser les résultats. On retrouve ici le fait que le signal de capacité calorifique négative est fragile. Par lui seul, il est difficile d'affirmer que l'on a observé la transition recherchée. C'est seulement la cohérence de nombreuses données (bimodalité,  $\Delta$ -scaling,  $C < 0$ ) qui peut permettre de croire au signal. On peut aussi regarder son évolution avec l'énergie incidente, c'est ce qui est discuté dans le paragraphe suivant. Pour cela, deux nouvelles énergies sont étudiées pour le système Au+Au : 60 et 100 MeV/A.

### Influence de l'énergie de bombardement

Reprenons donc la sélection à  $v_{rel} < 3$  cm/ns, et observons les courbes de fluctuations correspondantes pour les trois énergies 60,80 et 100 MeV/A. Ces courbes sont tracées sur la figure (5.9). Tout d'abord, chacun peut noter la grande ressemblance entre les trois résultats, particulièrement les deux énergies les plus élevées (80 et 100 MeV/A). Si pour ces dernières, le maximum des fluctuations  $\frac{\sigma^2}{T^2}$  est obtenu vraiment à la même énergie d'excitation, soit  $E^* \approx 4,5$  MeV/A, la valeur pour  $E_{inc} = 60$  MeV/A est légèrement plus basse ( $E^* \approx 4$  MeV/A). De la même façon, les deux divergences de la capacité calorifique sont observées vers 3 et 5,5 MeV/A, exactement au même endroit pour 80 et 100 MeV/A

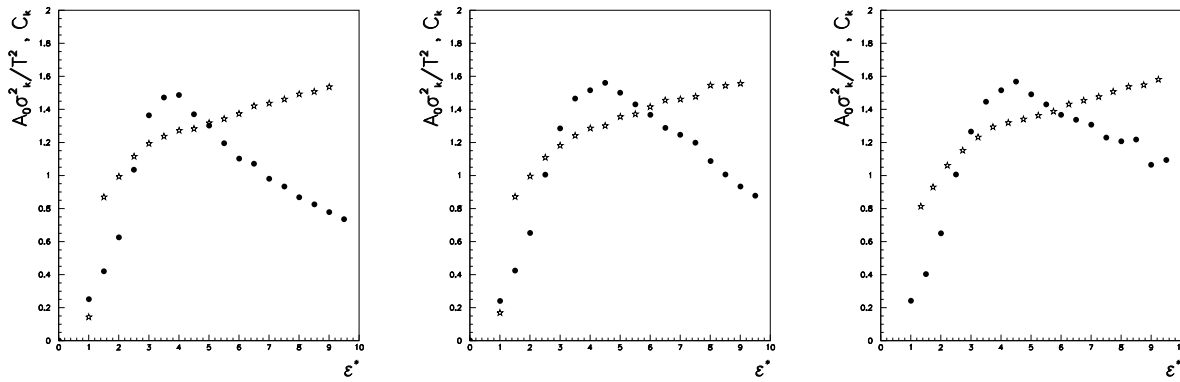


FIG. 5.9 – *Au+Au, 60-80-100 MeV/A : Mêmes représentations que celle de la figure (5.7) correspondant aux événements les plus compacts pour trois énergies de bombardement différentes. On retrouve une zone en  $E^*$  (en MeV/A) pour laquelle la capacité calorifique est négative.*

d'énergie incidente. Pour 60 MeV/A, les valeurs obtenues sont légèrement plus faibles (2,8 et 5 MeV/A). Ces petites différences sont probablement dues au fait qu'à cette énergie de bombardement, les deux sources QP et QC se séparent moins nettement qu'aux autres énergies. L'accord entre les trois résultats est cependant plus que satisfaisant, le signal  $C < 0$  étant obtenu de façon similaire. La conclusion est donc que le signal observé ne dépend pas de l'énergie de bombardement considérée.

### Le système Xe+Sn

Les conclusions précédentes concernaient le système Au+Au. En s'intéressant maintenant au système Xe+Sn, nous obtenons des résultats différents. En effet, la figure (5.10) présente les courbes des fluctuations pour les trois énergies 65, 80 et 100 MeV/A, en appliquant la sélection sur  $v_{rel}$  retenant les événements les plus compacts. Cette fois-ci, aucune branche négative de la capacité calorifique n'est observée. Cependant, d'un point de vue qualitatif, les trois courbes ont une allure identique, présentant chacune un maximum. Reste donc une question ouverte si l'on raisonne quantitativement, la courbe des fluctuations ne croisant pas celle représentant  $C_k$ . Une cause possible de l'absence de signal pourrait être la taille du système. En effet, pour le système Xe+Sn, de masse totale nettement plus faible que celle de Au+Au, les définitions des fragments et des particules légères commencent à devenir critiques, la limite à  $Z = 3$  devenant arbitraire. Or, comme nous l'avons vu précédemment, la méthode d'étude des fluctuations configurationnelles réclame un traitement différent des deux types de particules. La limite fixée à  $Z = 3$  aura probablement plus d'effet sur un système plus léger.

Une autre cause possible de cette absence de signal peut venir des conditions de l'expérience. En effet, les conditions de déclenchement pour les systèmes considérés étaient fixées à 7. Ainsi, le multidétecteur retenait l'événement si au moins sept détecteurs étaient tou-

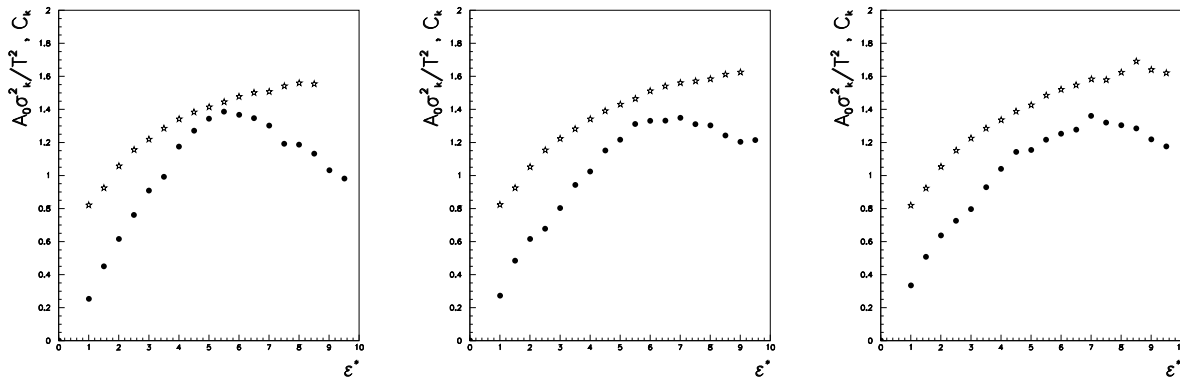


FIG. 5.10 – *Xe+Sn, 65-80-100 MeV/A : Même présentation que celle de la figure (5.9) correspondant aux événements les plus compacts pour trois énergies de bombardement différentes. Cette fois-ci, aucun signal n'est observé.*

chés (particules gamma comprises). Cette condition a une répercussion si l'on observe la distribution d'énergie transverse des particules légères présentée sur la figure (3.8). Nous constatons que des événements parmi les moins violents ( $\frac{E_{trans}}{A_p + A_c} < 0,5$ ) ne sont pas comptabilisés (la distribution est tronquée). Ces événements de faible multiplicité s'apparentent à des événements de type résidu. Ainsi, la diversité de l'échantillon et par conséquent les fluctuations elles-mêmes peuvent être influencées. La même distribution de l'énergie transverse pour le système Au+Au ne présente pas cette particularité.

Revenons maintenant au système Au+Au. Le paragraphe qui suit présentera une comparaison de ces résultats avec le signal de bimodalité étudiée dans le second chapitre. Dans cette perspective, nous trierons les événements grâce à l'énergie transverse  $E_{trans}$  définie précédemment et nous examinerons l'évolution de la courbe des fluctuations.

### Tri par l'énergie transverse $E_{trans}$

Pour réduire les effets du mélange dûs à la corrélation lâche entre variable de tri et énergie d'excitation du quasi-projectile, on a choisi de se limiter pour chaque tranche de  $E_{trans}$  aux événements moyens de la tranche.

Afin de comparer le signal  $C < 0$  et le signal de bimodalité, l'idée est donc de trier les événements retenus (les plus compacts) par le biais de l'énergie transverse des particules légères du côté de la quasi-cible définie précédemment (voir § 3.3.2). Pour cela, reprenons les distributions de  $E^*$  obtenues pour chaque zone de  $E_{trans}$  (fig. 3.16). Nous avons constaté de grandes largeurs pour chacune de ces distributions, une valeur de  $E^*$  pouvant varier de 10 MeV/A pour le même tri d'événements. L'idée est donc de sélectionner les événements "les plus cohérents", c'est à dire ceux présentant une énergie d'excitation proche de  $E_{+probable}^*$  dans chaque distribution. Le tableau (5.1) donne, pour le système Au+Au (à 80 MeV/A), les valeurs d'énergie d'excitation les plus probables pour les premiers domaines

<i>Domaine en E<sub>trans</sub> (MeV)</i>	<i>E<sub>+proble</sub><sup>*</sup> (MeV/A)</i>	<i>Domaine en E<sup>*</sup> retenu (MeV/A)</i>
[50 ;150]	1,5	[1 ;3]
[150 ;250]	2,8	[2 ;4]
[250 ;350]	3,6	[3 ;4,5]
[350 ;450]	5,4	[4 ;6,5]
[450 ;550]	7,2	[6 ;8]

TAB. 5.1 – *Au+Au ; 80 MeV/A : Ce tableau présente pour chaque domaine d'énergie transverse la valeur la plus probable de l'énergie d'excitation obtenue ainsi que la gamme correspondante afin de sélectionner les événements les plus cohérents.*

d'énergie transverse, ainsi que la gamme de  $E^*$  retenue. Les gammes en  $E^*$  de la troisième colonne ont été déterminées en prenant le maximum de chaque distribution et en sélectionnant les événements autour de cette valeur.

Chacun de ces événements sélectionnés est utilisé pour tracer la courbe des fluctuations normalisées  $\frac{\sigma^2}{T^2}$  donnée par la figure (5.11). Sur cette figure, chaque symbole correspond à

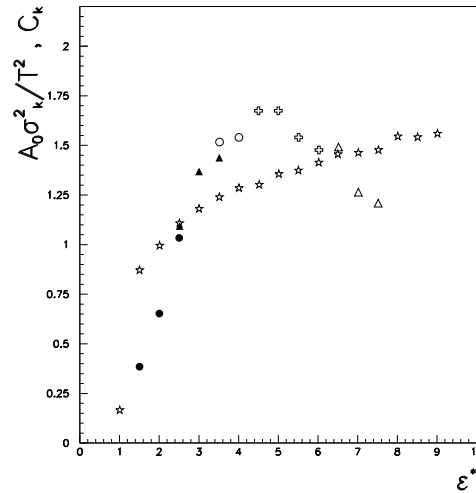


FIG. 5.11 – *Au+Au, 80 MeV/A : Représentation de  $\frac{\sigma^2}{T^2}$  et de  $C_k$  en fonction de  $E^*$  (MeV/A), pour différents domaines d'énergie transverse. On retrouve bien une courbe identique à la figure (5.6).*

un domaine d'énergie transverse. La chaleur spécifique partielle  $C_k$  est représentée par des étoiles.

La première constatation est l'existence d'une zone pour laquelle  $\frac{\sigma^2}{T^2} > C_k$ . Nous observons donc, pour ces nouveaux événements, le signal  $C < 0$ , signature d'une transition d'une

phase liquide vers une phase gazeuse. Les différentes caractéristiques liées à ce signal, à savoir les valeurs de  $E^*$  pour les deux divergences et pour le maximum des fluctuations, sont identiques à celles trouvées précédemment.

La seconde remarque permettant la comparaison avec le signal de bimodalité est la zone de  $E_{trans}$  pour laquelle les fluctuations sont maximum. Cette zone est telle que  $350 < E_{trans} < 450$  MeV, c'est à dire le domaine où la bimodalité a été observée (figure 3.23).

Par conséquent, le signal  $C < 0$  est moins robuste que le signal de bimodalité. Pour l'observer, il est nécessaire de sélectionner les événements ayant perdu toute mémoire de la voie d'entrée en considérant la grandeur  $v_{rel}$ . Cependant, ce signal est en complet accord avec le signal de bimodalité, étant donné qu'ils sont tous les deux observés à la même énergie transverse.

### Les fluctuations dues aux partitions

Ce dernier paragraphe concerne l'origine des fluctuations de l'énergie cinétique observées sur la figure (5.7). Pour cela, revenons à l'expression de  $E_k$  :

$$E_k = E^* - E_{coul} - Q \quad (5.16)$$

L'idée est de calculer les fluctuations  $\sigma^2$  pour chaque terme de cette équation. Ces différents  $\sigma^2$  (normalisés à la masse de la source  $A_s$ ) sont tracés sur le graphe (5.12) pour les événements présentant une faible vitesse relative ( $v_{rel} < 3$  cm/ns). Comme pour la figure (5.7), chaque courbe a été obtenue en triant en énergie d'excitation. C'est pourquoi les valeurs de  $\frac{\sigma_{E^*}^2}{A_s}$ , représentées par des points blancs, sont quasiment nulles et constantes dans chaque tranche. Les deux autres termes donnent  $\frac{\sigma_{coul}^2}{A_s}$  et  $\frac{\sigma_Q^2}{A_s}$ , symbolisés respectivement par des points noirs et des étoiles. Nous pouvons constater que l'essentiel des fluctuations provient de la partie coulombienne de l'énergie.

Il nous reste alors à déterminer l'origine de ces fluctuations. Etant donné la nature de l'énergie coulombienne, deux possibilités se présentent quant à cette origine. Elle pourrait être attribuée à la position des différents fragments dans le volume représentant la source au "freeze-out", ou encore à la partition obtenue pour chaque événement (c'est à dire les valeurs de chaque charge  $Z$ ). Pour trancher cette question, l'énergie coulombienne a été calculée de deux façons. La première méthode utilise la formule de Wigner-Seitz décrite par l'équation (5.8). Cette méthode de calcul ne prend en compte que les valeurs des différentes charges présentes au "freeze-out", et ne dépend donc pas de leur position. La valeur de l'énergie coulombienne obtenue sera notée  $E_{coul}^{WS}$ .

La seconde façon, plus lourde, consiste à simuler pour chaque événement les positions des différents fragments au F.O. tirées au hasard dans le volume  $3V_0$  (§ 5.1). De cette façon, tout est pris en compte : la partition et les positions des fragments. L'énergie obtenue sera appelée  $E_{coul}^{simul}$ .

Pour les comparer, les deux énergies  $E_{coul}^{WS}$  et  $E_{coul}^{simul}$  ont été représentées l'une en fonction de l'autre sur la figure (5.13). Nous constatons l'excellente cohérence entre ces deux calculs.

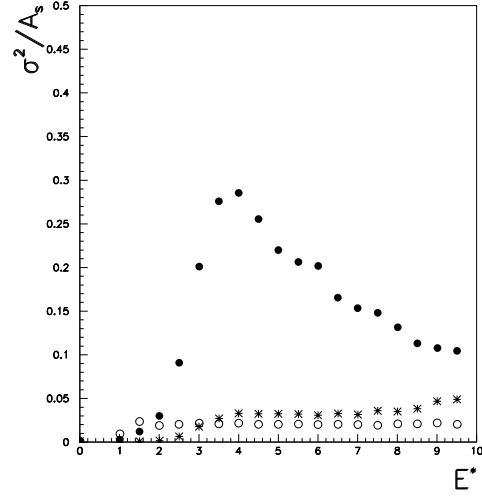


FIG. 5.12 – *Au+Au, 80 MeV/A* : Représentation de  $\frac{\sigma^2}{A_s}$  (exprimé en  $\text{MeV}^2/A$ ) en fonction de  $E^*$  (en  $\text{MeV}/A$ ) pour les différents termes de l'énergie cinétique : les points noirs représentent la partie coulombienne, les étoiles celle due à la masse et les points blancs donnent les fluctuations sur l'énergie d'excitation dans chaque tranche. Cette figure montre que la plus grande partie des fluctuations de  $E_k$  vient de la partie coulombienne de l'énergie.

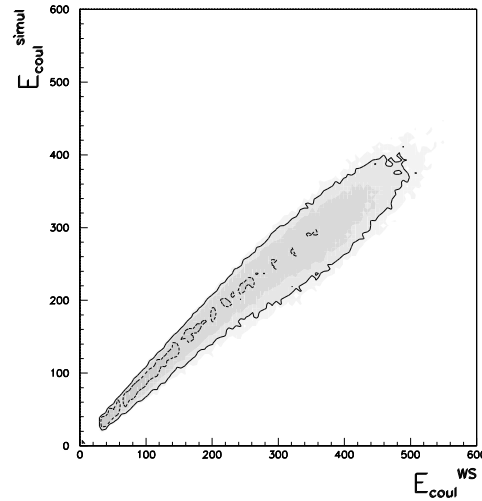


FIG. 5.13 – *Au+Au, 80 MeV/A* : Comparaison de deux calculs différents de l'énergie coulombienne :  $E_{\text{coul}}^{WS}$  correspond à la formule de Wigner-Seitz (eq. 5.8) ;  $E_{\text{coul}}^{\text{simul}}$  est calculée par simulation en plaçant au hasard les différents fragments dans le volume de freeze-out. Les deux énergies sont exprimées en MeV.



La conclusion est donc que la valeur moyenne de l'énergie coulombienne ne dépend pas de la position des fragments dans le volume  $3V_0$ , mais uniquement des partitions. Ce sont les valeurs des charges  $Z$  des fragments qui font la valeur de  $E_{coul}$ .

Nous avons également tracé les fluctuations obtenues pour les deux calculs différents de  $E_{coul}$ . La figure (5.14) représente l'évolution des valeurs de  $\frac{\sigma_{coul-WS}^2}{A_s}$  et de  $\frac{\sigma_{coul-simul}^2}{A_s}$  en fonc-

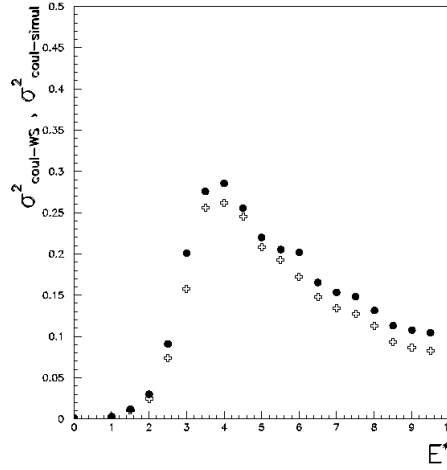


FIG. 5.14 – *Au+Au, 80 MeV/A* : Représentation de  $\frac{\sigma_{coul}^2}{A_s}$  en fonction de  $E^*$  (MeV/A) pour les deux calculs de l'énergie coulombienne : les points noirs correspondent à  $E_{coulparWS}$  et les croix à  $E_{coulparsimulation}$ .

tion de l'énergie d'excitation. Nous constatons donc la similitude des deux courbes. Les fluctuations observées ne sont donc pas dues à la position des différents fragments dans le volume disponible, mais bien essentiellement aux fluctuations de la multiplicité et des charges des fragments dans un même domaine d'énergie d'excitation. En d'autres termes, ces fluctuations sont grandes du fait de l'existence de partitions complètement différentes pour une même  $E^*$ . Ceci est en accord avec les conclusions obtenues pour les deux signaux précédents (bimodalité et  $\Delta$ -scaling), à savoir que l'on observe, dans la zone de transition, des événements de topologie très différente.

### 5.3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donc étudié les fluctuations de la répartition de l'énergie. Nous avons observé que, pour les événements les plus compacts du système Au+Au, une branche négative de la capacité calorifique apparaissait, pour un domaine d'énergie d'excitation correspondant à une énergie transverse normalisée comprise entre 0,875 et 1,125. Ce résultat est reporté dans le tableau suivant (idem aux tableaux 3.2 et 4.1).

Une nouvelle fois, le signal, bien que très fragile, est observé pour un domaine d'énergie transverse comparable à ceux des deux signaux précédents, la bimodalité et le  $\Delta$ -scaling.

<i>Signal</i>	$(\frac{E_{trans}}{A_p+A_c})_{transition} (MeV/A)$	$(E_{trans})_{transition} (MeV)$
Bimodalité	[0, 9; 1, 05]	[360; 420]
$\Delta$ -scaling	[0, 875; 1]	[350; 400]
$C < 0$	[0, 875; 1, 125]	[350; 450]

TAB. 5.2 – *Bilan :* Pour le système Au+Au à 80 MeV/A, ce tableau donne le domaine d'énergie transverse (en MeV/u et en MeV) pour lequel les différents signaux sont observés.

Même si chacun d'entre eux nécessite des approximations ou des sélections précises, la concordance de tous ces signes expérimentaux donne une bonne indication quant à la présence d'une transition d'une phase liquide vers une phase gazeuse.



## Chapitre 6

# Influence de la dynamique de la collision : exemple du signal de bimodalité

Dans les chapitres précédents, nous avons donc observé expérimentalement trois signaux différents, plus ou moins marqués, mais toujours cohérents. Le problème majeur rencontré est sans aucun doute l'aspect dynamique des collisions et la pollution qui en découle concernant l'analyse qui est la nôtre.

L'origine des fragments doit être déterminée précisément afin de conserver uniquement ceux issus du quasi-projectile. Il existe des particules à mi-rapidité qui n'ont rien à voir avec la source étudiée. Cette contribution des effets dynamiques peut expliquer l'évolution de l'énergie transverse de transition observée au chapitre 3 avec l'énergie de bombardement. En effet, nous avons observé à travers la figure (3.26) qu'en augmentant l'énergie de bombardement, l'énergie transverse pour laquelle est observée la bimodalité augmentait également. Cette observation marque une contribution due à la dynamique de la collision. L'idée est donc maintenant d'étudier l'influence de cette contribution sur le signal de transition le plus direct : la bimodalité. Nous allons dans un premier temps nous intéresser aux résultats d'un générateur d'événements reproduisant la collision. Ce générateur, baptisé HIPSE, a été mis au point récemment par D.Durand, D.Lacroix et A.Van Lauwe [Van03]. Il est basé essentiellement sur des hypothèses géométriques mettant en avant l'aspect dynamique des collisions.

Ce chapitre s'articulera donc autour de ce générateur d'événements en présentant dans un premier temps le modèle lui-même. Une seconde partie consistera à tracer les mêmes courbes pouvant mettre en évidence le signal le plus robuste : la bimodalité. Une comparaison avec les données expérimentales sera faite et des conclusions seront proposées. Enfin, une dernière partie aura pour but de mettre en évidence la contribution de la dynamique dans les collisions en s'appuyant sur une méthode proposée par D.Durand.

## 6.1 Le modèle HIPSE

Le nom HIPSE est l'acronyme de Heavy Ion Phase-Space Exploration. C'est un modèle phénoménologique qui a pour but de reproduire les collisions d'ions lourds. Il propose en fait de décrire cette collision entre le projectile et la cible en faisant l'hypothèse que les fragments produits le sont très rapidement, en passant par la définition d'une zone participant-spectateur. Cette hypothèse implique une grande mémoire de la voie d'entrée. Une fois la partition initiale définie, les différents fragments existant sont désexcités de manière statistique au bout d'un certain temps.

Ce modèle comporte quatre grandes étapes reproduisant la dynamique de la collision. La première est la phase d'approche du projectile et de la cible. Les deux partenaires sont alors considérés d'un point de vue macroscopique. Ils s'approchent l'un de l'autre, gouvernés par un hamiltonien classique dans lequel figure un potentiel noyau-noyau dont la dureté dépend d'un premier paramètre  $\alpha_a$ . A la distance d'approche minimum, la propagation est arrêtée, laissant place à la seconde étape du modèle : la création des fragments.

Cette dernière passe par la définition géométrique d'une zone participant-spectateur, dépendant à la fois de la taille des deux acteurs, mais aussi du paramètre d'impact. Pour le cas des collisions binaires, l'ensemble des nucléons n'appartenant pas à cette zone sont redistribués entre le quasi-projectile et la quasi-cible suivant leur origine. Les nucléons issus du projectile sont attribués au QP et ceux de la cible à la QC. Ces deux sources sont complétées en ajoutant une partie des nucléons de la zone de recouvrement (définie par un paramètre  $\beta$  à fixer) traduisant l'échange de particules entre QP et QC. Les deux sources sont alors formées. Reste ensuite à traiter les nucléons restant de la zone de recouvrement. Certains de ces nucléons de la zone participant-spectateur subissent des collisions nucléon-nucléon (qui alimentent l'émission à mi-rapidité) : leur proportion est fixée par un paramètre noté  $x_{col}$  représentant un pourcentage. D'autres nucléons sont susceptibles de former des fragments différents du QP ou de la QC. Pour ceux-là, un algorithme de coalescence est utilisé, basé sur la vitesse et la distance entre chaque particule. A ce moment, l'ensemble des fragments sont formés, un dernier test est fait.

En effet, la troisième étape du modèle décrit l'interaction dans l'état final. Pendant un temps très court, les différents produits sont propagés classiquement, puis, un test de fusion pour chaque couple de fragments est fait en comparant énergie relative et barrière de fusion. La partition "initiale" est alors fixée, il reste alors la dernière étape du modèle qui consiste en la désexcitation des différents fragments et le suivi coulombien.

Cette dernière étape comporte deux aspects. Tout d'abord, l'énergie d'excitation est déterminée en faisant un bilan en énergie.  $E^*$  est alors redistribuée entre chaque fragment de la partition initiale, proportionnellement à sa masse. Une fois ce calcul fait, une désexcitation statistique est opérée pour ces mêmes fragments afin d'obtenir l'ensemble des particules qu'un détecteur, placé autour du point de collision, pourrait voir.

En résumé, ce modèle est donc basé sur des considérations géométriques pour former la partition initiale de fragments, lesquels sont ensuite désexcités statistiquement. Il comporte trois paramètres différents ( $\alpha_a$ ,  $\beta$  et  $x_{col}$ ) qui ont été fixés une fois pour toute afin de reproduire les données expérimentales inclusives. Ce modèle HIPSE étant maintenant décrit, intéressons-nous aux résultats obtenus pour le principal signal étudié dans ce travail : la bimodalité.

## 6.2 Contribution de la mi-rapacité aux événements de bimodalité

La suite de ce chapitre a pour but de déterminer l'influence que l'aspect dynamique des collisions a concernant le signal de bimodalité observé expérimentalement. Dans un premier temps seront présentées les mêmes courbes que celles du chapitre 3 afin de mettre en évidence une éventuelle bimodalité dans les distributions.

### HIPSE et la bimodalité

L'idée est donc maintenant de s'intéresser aux distributions pouvant mettre en avant une bimodalité, de la même façon que pour les données expérimentales. Dans cette perspective, le comportement de la variable d'asymétrie  $Z_{asym} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$ , largement étudiée dans le chapitre 3, est observé pour les résultats du modèle HIPSE [Vie]. La figure (6.1) représente la charge  $Z_1$  du plus gros fragment de la source en fonction de  $Z_{asym}$  pour différentes tranches d'énergie transverse normalisée. Comme pour la figure (3.10), nous constatons l'existence de deux familles distinctes d'événements d'asymétrie différente. La première, telle que  $Z_{asym} \approx 1$ , correspond à des événements ayant un gros fragment de charge beaucoup plus élevée que tous les autres. La seconde est caractérisée par de faibles valeurs de la variable d'asymétrie (le plus gros fragment est noyé parmi les autres fragments de charge équivalente). Une bimodalité est observée pour  $0,8 < \frac{E_{trans}}{A_p + A_c} < 1,2$ , exactement au même endroit que les données expérimentales.

Cette bimodalité peut être également mise en avant en traçant les distributions de probabilité de  $Z_{asym}$ . La figure (6.2) donne ces distributions. De la même façon, les deux types d'événements ressortent, et coexistent sur le troisième graphe correspondant au domaine d'énergie transverse précédent.

Essayons de comprendre maintenant pourquoi le signal de bimodalité est observé dans les résultats du modèle.

### Origine de la bimodalité dans le modèle

Quelle est l'origine de cette bimodalité dans les événements générés par HIPSE ? Les premiers résultats ci-dessus sont obtenus après toutes désexcitations de la source. Deux origines sont donc envisageables. La première serait d'attribuer l'existence des deux

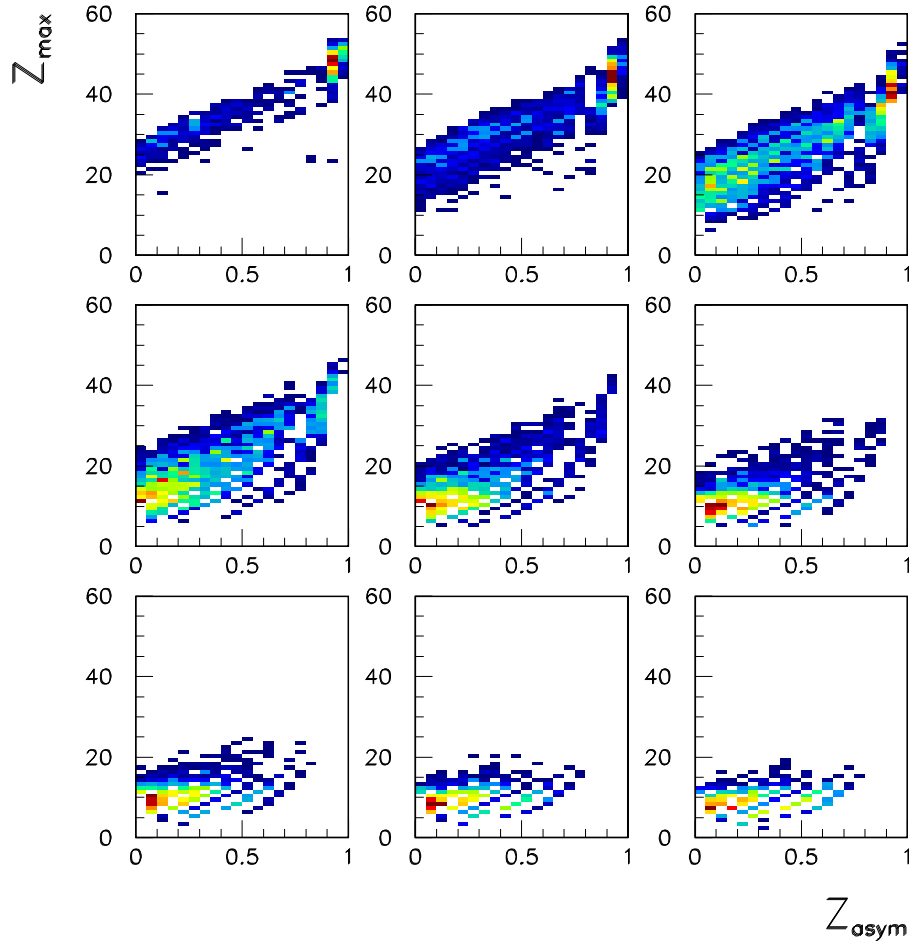


FIG. 6.1 – *Données HIPSE : Xe+Sn, 80 MeV/A [Vie]. Tracés identiques à la figure (3.10), à savoir la charge du plus gros fragment  $Z_{\max} = Z_1$  en fonction de la variable d'asymétrie  $Z_{\text{asym}} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$ . Chaque graphe correspond à une tranche d'énergie transverse normalisée  $\frac{E_{\text{trans}}}{A_p + A_c}$ , les neuf graphes balayant l'ensemble de la gamme en  $E_{\text{trans}}$ . Comme pour les données expérimentales, nous observons une bimodalité dans la troisième tranche ( $0,8 < \frac{E_{\text{trans}}}{A_p + A_c} < 1,2$ ), c'est à dire l'existence de deux familles d'événements d'asymétrie très différente.*

types d'événement à la mi-rapacité, la seconde à la désexcitation statistique opérée dans le générateur d'événements. Dans le premier cas, on devrait observer une évolution de la contribution de la dynamique entre ces deux familles dès la formation du quasi-projectile. Une vérification est donc possible. En effet, pour les résultats du modèle, il existe une traçabilité de toutes les particules. L'histoire de chaque fragment est connue. Observons donc l'évolution de la charge  $Z_{QP}$  du quasi-projectile à sa formation, avant toute émission

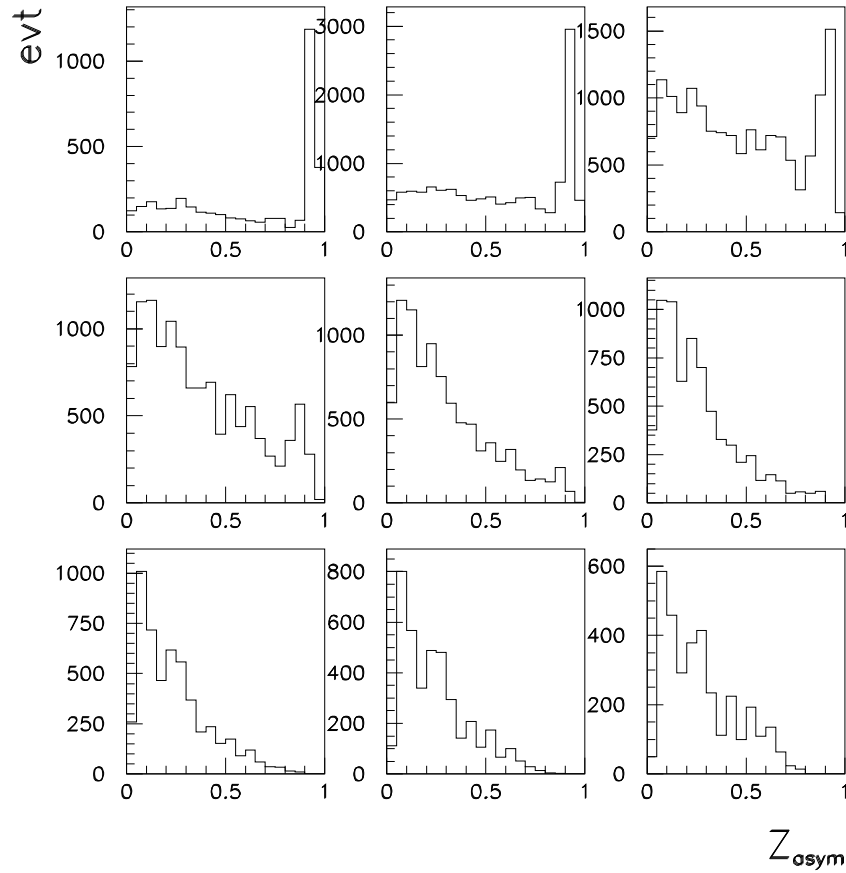


FIG. 6.2 – *Données HIPSE : Xe+Sn, 80 MeV/A. Distributions de la variable d'asymétrie  $Z_{asym}$  pour les neuf domaines en  $\frac{E_{trans}}{A_p+A_c}$  identiques à la figure précédente (fig. 6.1). On observe bien la présence de deux familles d'événements ( $Z_{asym} \approx 1$  et  $Z_{asym}$  proche de 0).*

de particules.

La figure (6.3) correspond à cette charge représentée en fonction de la variable d'asymétrie et ce, pour chaque zone de  $E_{trans}$ .  $Z_{QP}$  correspond donc à la source obtenue par le modèle à la fin de la troisième étape décrite dans le paragraphe précédent (§ 6.1). Le premier enseignement que l'on peut tirer de cette figure concerne l'évolution de  $Z_{QP}$  en fonction de l'énergie transverse. Si l'on regarde les quatre premières tranches de  $E_{trans}$ , tranches pour lesquelles le caractère binaire de la collision a été démontré expérimentalement (§ 3.3.1) grâce à la figure (3.6), on constate que la valeur moyenne de la taille de la source n'évolue quasiment pas. Ainsi, les premières zones de  $E_{trans}$  ne sont pas influencées par la mi-rapacité et le changement de régime observé d'une énergie transverse à l'autre ne correspond pas à un changement de cette contribution dynamique.

La seconde remarque possible sur les graphes de la figure (6.3) concerne l'évolution de la



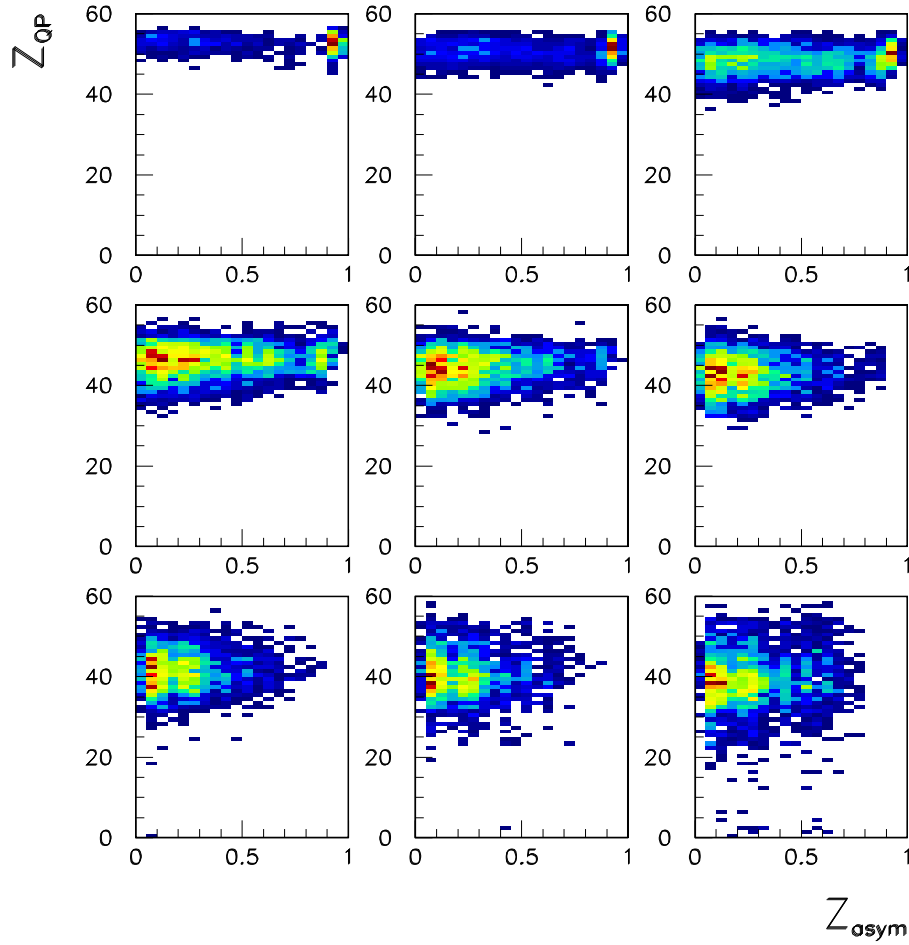


FIG. 6.3 – Données HIPSE :  $Xe+Sn$ , 80 MeV/A. Evolution de la valeur de la charge du quasi-projectile QP définie par le modèle avant désexcitation pour chaque tranche d'énergie transverse normalisée en fonction de  $Z_{asym}$ . On constate que la valeur moyenne de  $Z_{QP}$  n'évolue quasiment pas, notamment pour les quatre premières zones de  $\frac{E_{trans}}{A_p+A_c}$  et d'une famille d'événements ( $Z_{asym} \approx 1$ ) à l'autre ( $Z_{asym} \approx 0$ ).

charge du quasi-projectile mais cette fois-ci entre les deux types d'événements à l'origine de la bimodalité. Pour cela, focalisons-nous sur la zone en  $E_{trans}$  où se passe cette bimodalité : la troisième. Les deux familles (de  $Z_{asym}$  proche de 1 et de  $Z_{asym}$  proche de 0) ont également quasiment la même valeur moyenne  $\langle Z_{QP} \rangle$ . Pour le vérifier, cette dernière a été tracée quelle que soit l'énergie transverse sur la figure (6.4) en fonction de la variable

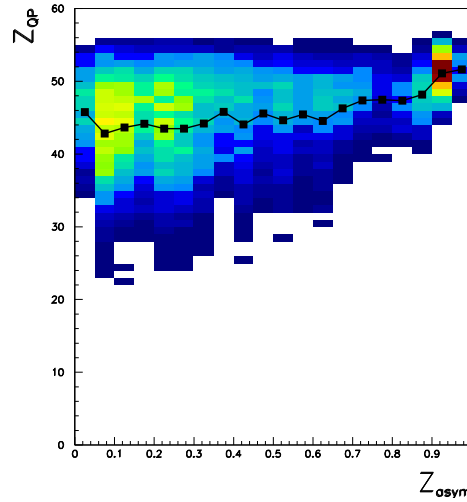


FIG. 6.4 – *Données HIPSE : Xe+Sn, 80 MeV/A. Evolution de la valeur moyenne de  $Z_{QP}$  du modèle avant désexcitation (points et tracés noirs) en fonction de la variable d'asymétrie  $Z_{asym}$  quelle que soit la valeur de  $E_{trans}$ . Comme pour la figure (6.3),  $\langle Z_{QP} \rangle$  est quasiment constant pour les deux familles d'événements.*

d'asymétrie. La valeur moyenne est représentée par les points noirs. Cette courbe confirme ce qui a été vu précédemment, à savoir une quasi-constance de  $\langle Z_{QP} \rangle$ .

Ce n'est donc pas l'évolution des effets dynamiques comme la contribution de mi-rapacité qui est à l'origine de la présence et de la coexistence de deux familles d'événements d'asymétrie différente.

La troisième partie de ce chapitre s'intéressera précisément à cette contribution dynamique sur les données expérimentales en utilisant une méthode de soustraction proposée par D.Durand.

Auparavant, étudions l'énergie d'excitation définie par le modèle, et comparons-la à celle calculée pour l'expérience.

### Evolution de l'énergie d'excitation du quasi-projectile

Observons donc l'évolution de cette énergie d'excitation pour chaque tranche d'énergie transverse. La figure (6.5) représente  $E^*$  en MeV/A en fonction de la variable d'asymétrie  $Z_{asym}$ . Comme pour le graphe précédent, les points noirs correspondent à la valeur moyenne  $\langle E^* \rangle$ .

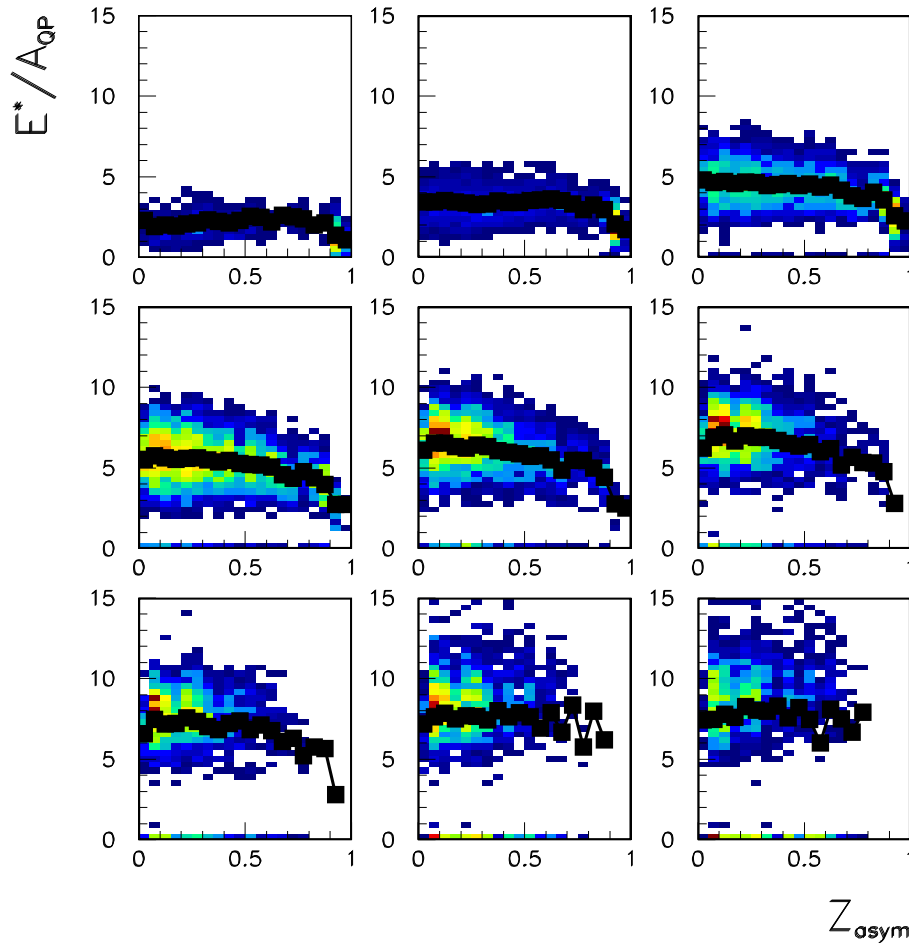


FIG. 6.5 – *Données HIPSE : Xe+Sn, 80 MeV/A. Représentation de l'évolution de l'énergie d'excitation en MeV/A pour chaque tranche d'énergie transverse normalisée. Le tracé noir correspond à la valeur moyenne  $\langle \varepsilon^* \rangle$ . On constate que cette moyenne croît avec  $E_{trans}$ , pour atteindre entre 4,5 et 5 MeV/A pour la zone de bimodalité.*

Tout d'abord, une première observation concerne le comportement de l'énergie d'excitation moyenne lorsqu'on augmente l'énergie transverse. Elle croît avec  $E_{trans}$ . Ainsi, si pour  $0 < \frac{E_{trans}}{A_p+A_c} < 0,4$ ,  $\langle E^* \rangle$  est de l'ordre de 2 MeV/A, elle atteint environ 8 MeV/A pour les tranches d'énergie transverse les plus élevées. Cette observation est en accord avec les résultats expérimentaux présentés sur la figure (3.16). Cette remarque très générale n'apporte pas grand-chose, à moins de s'intéresser aux valeurs moyennes obtenues.

En effet, si l'on considère la zone où la bimodalité est observée ( $0,8 < \frac{E_{trans}}{A_p+A_c} < 1,2$ ), la valeur de  $\langle E^* \rangle$  est comprise entre 4,5 et 5 MeV/A d'énergie d'excitation, c'est à dire toujours la même énergie où chaque signal expérimental est apparu. Le second chapitre a mis en évidence la bimodalité pour  $E_{trans}$  comprise entre 200 et 300 MeV ( $0,8 <$

$\frac{E_{trans}}{A_p+A_c} < 1,2$ ). Le chapitre 4 a permis d'observer un changement de comportement du  $\Delta$ -scaling dans ce même domaine d'énergie. Enfin, de grandes fluctuations à l'origine d'une branche négative de la capacité calorifique ont été vues pour cette zone d'énergie transverse, correspondant à une énergie d'excitation de l'ordre de 5 MeV/A. L'énergie d'excitation connue du modèle est donc en accord avec celle déterminée expérimentalement.

Le paragraphe suivant utilisera une méthode permettant d'évaluer et de supprimer cette contribution dynamique.

## 6.3 Soustraction de la contribution de la mi-rapidity dans les événements de bimodalité

Le but est donc de mettre de côté les particules issues de la mi-rapidity dans les événements de bimodalité. Une méthode a été proposée par D.Durand consistant à soustraire cette contribution sur les spectres en vitesse des différentes particules.

Pour cela, seule la zone en énergie transverse où se passe la bimodalité a été prise en compte. Deux hypothèses ont également été faites, qui consistent d'une part à admettre que la mi-rapidity a le même comportement pour toutes les violences de collisions, d'autre part que l'ensemble des particules des collisions les plus violentes (les centrales) ont pour origine cette zone de mi-rapidity. Cette dernière hypothèse est évidemment extrême, la contribution dynamique étant surestimée.

L'étude qui va suivre a été réalisée sur le système Au+Au à 100 MeV/A, les deux familles formant la bimodalité étant définies par le biais de la variable d'asymétrie ( $Z_{asym} > 0,8$  et  $Z_{asym} < 0,2$ ).

Le principe de la méthode est donc de tracer les distributions donnant les densités de charge de chaque type de particules, différenciant les charges  $Z = 1$ ,  $Z = 2$ ,  $3 \leq Z \leq 5$ ,  $6 \leq Z \leq 8$ ,  $9 \leq Z \leq 14$  et  $Z \geq 15$ . Les points noirs des figures (6.6) et (6.7) représentent ces distributions pour chaque plage de charge ci-dessus, pour la zone d'énergie transverse de la transition (dans laquelle la bimodalité est observée). Les spectres obtenus pour la tranche de  $E_{trans}$  la plus élevée, correspondant aux collisions centrales, sont normalisés aux spectres précédents et correspondent aux points blancs. Le principe de la méthode est donc de considérer que les particules des collisions centrales sont toutes issues de la zone de mi-rapidity. Ainsi, en soustrayant le spectre normalisé aux spectres de la zone de transition, on conserve uniquement les particules attribuables au quasi-projectile, la contribution de la mi-rapidity est alors déterminée. Les spectres après soustraction sont représentés par les carrés noirs des figures (6.6) et (6.7).

Une première remarque concerne l'allure des distributions des particules attribuées au QP. Elles sont symétriques autour du maximum, le quasi-projectile semble donc équilibré. Nous reviendrons sur ces figures dans la suite.

Différentes observables sont alors calculées et présentées dans le tableau (tab. 6.1). La

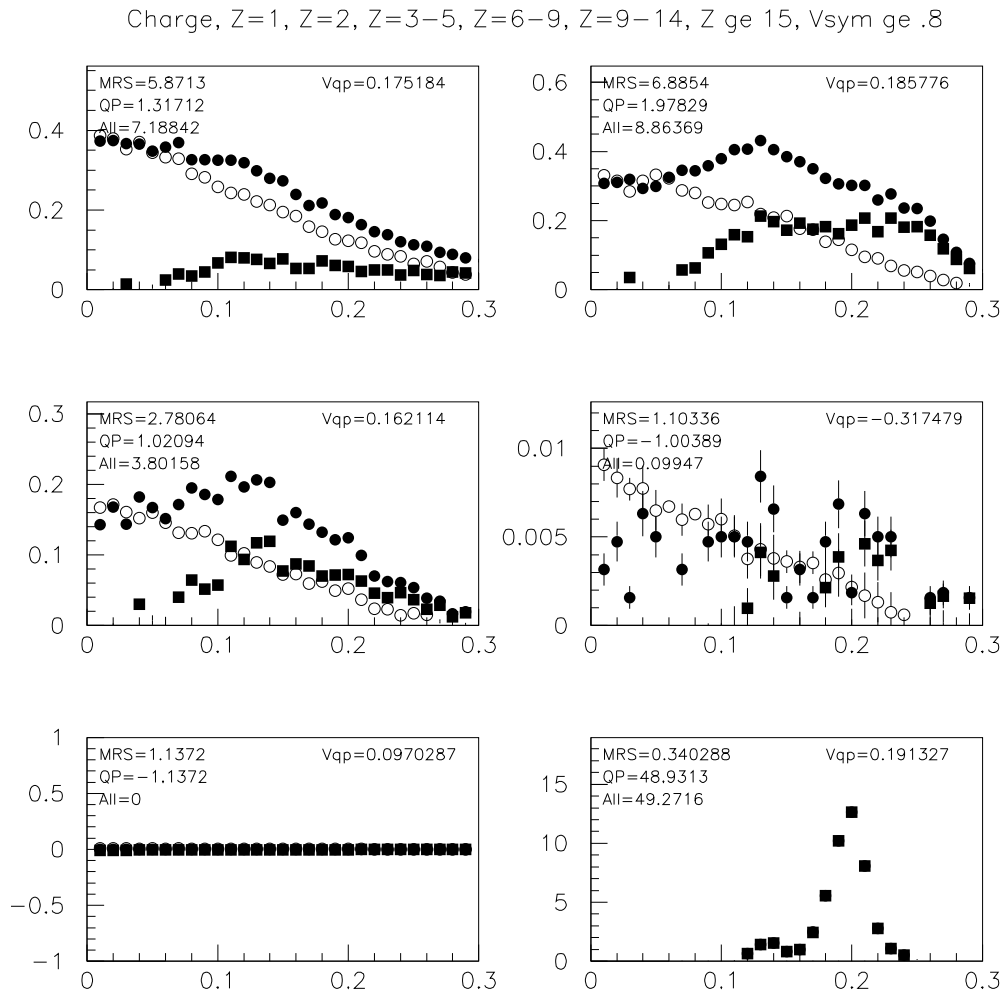


FIG. 6.6 – *Au+Au, 100 MeV/A* : Densités de charge des particules en fonction des vitesses exprimées en unité  $c$ , pour  $Z_{asym} > 0,8$  et pour chaque tranche de charge suivante :  $Z = 1$ ,  $Z = 2$ ,  $3 \leq Z \leq 5$ ,  $6 \leq Z \leq 8$ ,  $9 \leq Z \leq 14$  et  $Z \geq 15$ . Les points noirs sont les spectres pour la zone en  $E_{trans}$  de transition, les points blancs les spectres normalisés de la zone des collisions centrales (voir texte), et les carrés noirs les spectres après soustraction (points blancs soustraits aux points noirs).

première colonne permet de différencier les deux types d'événements de la bimodalité et la seconde les types de particules (LCP, IMF et totale). Ensuite sont données les multiplicités et les charges de l'ensemble des particules, de celles attribuables au quasi-projectile et de celles appartenant à la zone de mi-rapacité.

Plusieurs remarques peuvent être faites. La première concerne les multiplicités observées. La multiplicité totale est nettement plus élevée après la transition ( $Z_{asym} < 0,2$ ) qu'avant. C'est aussi vrai quelle que soit l'origine des particules. En particulier, le nombre de particules attribuées au QP est différent pour  $Z_{asym} > 0,8$  ou pour  $Z_{asym} < 0,2$ . Cette remarque

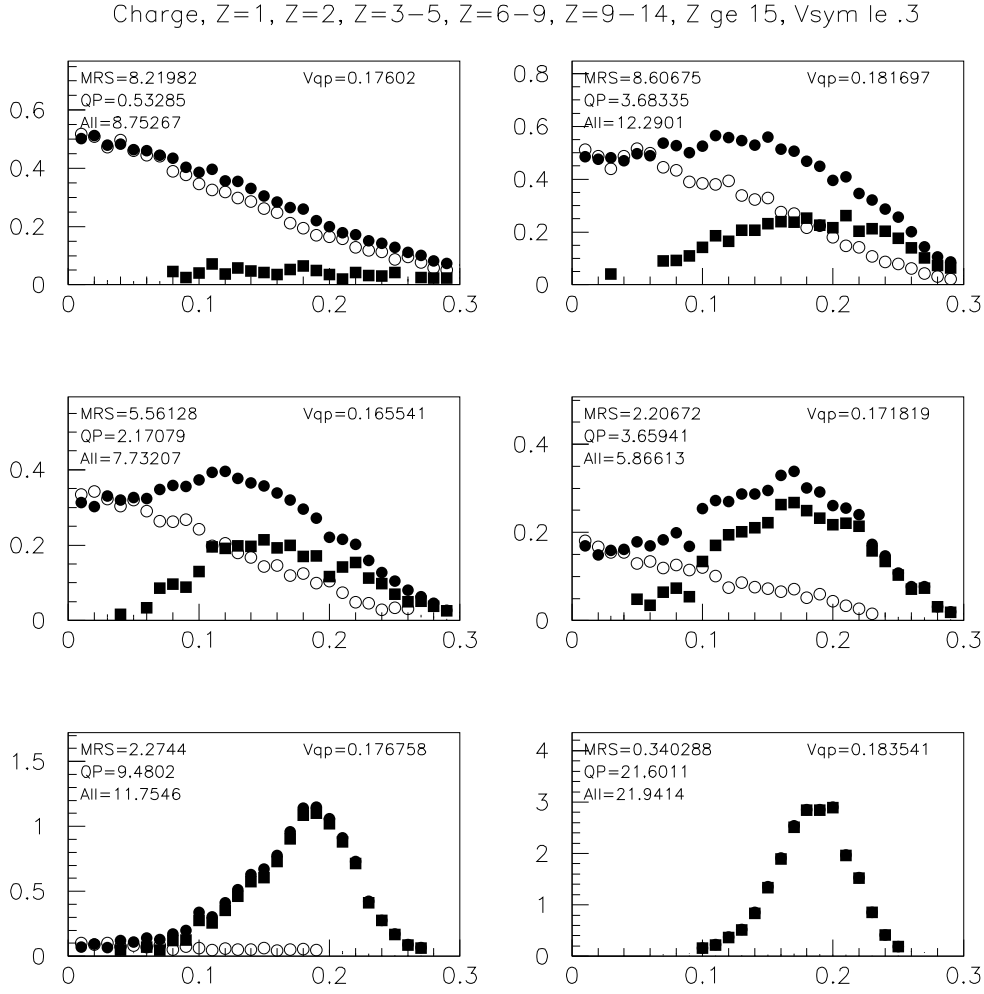


FIG. 6.7 –  $Au+Au$ , 100 MeV/A : Même présentation que la figure (6.6), mais cette fois-ci pour  $Z_{asym} < 0,2$ .

s'applique également en s'intéressant seulement aux fragments. En effet, le nombre moyen d'IMF appartenant au quasi-projectile passe de 1,36 à 3,00 d'une famille d'événements à l'autre. La bimodalité marquée par la coexistence de ces deux familles n'est donc pas due à la contribution de la mi-rapacité. Elle existe même en surestimant la partie dynamique de la collision.

Les charges calculées vont également dans ce sens. Avant la transition, la somme des charges attribuées au quasi-projectile a pour valeur moyenne 51,1 (soit près de 74% de la charge totale) tandis celles issues de la zone de mi-rapacité est de l'ordre de 18 ( $\approx 26\%$ ). Après la transition, la charge attribuable au QP ( $\approx 41,1$ ) reste nettement plus grande que celle de la mi-rapacité ( $\approx 27,2$ ). La taille de la source reste donc significative pour la tranche d'énergie transverse où se passe la bimodalité.

Nous venons donc de voir que, même en supprimant la contribution de la dynamique de la collision, nous continuons à observer les mêmes caractéristiques à l'origine du signal de

$Z_{asym}$	$Z$	$M_{tot}$	$M_{QP}$	$M_{mi-rap}$	$Z_{tot}$	$Z_{QP}$	$Z_{mi-rap}$
$> 0,8$	LCP	11,62	2,3	9,31	16,05	3,28	12,75
$> 0,8$	IMF	2,14	1,36	0,77	53,17	47,82	5,35
$> 0,8$	Total	13,76	3,66	10,08	69,22	51,1	18,1
$< 0,2$	LCP	14,89	2,37	12,51	21,04	4,21	16,81
$< 0,2$	IMF	5,06	3,00	2,06	47,29	36,91	10,38
$< 0,2$	Total	19,95	5,37	14,57	68,33	41,12	27,19

TAB. 6.1 – *Au+Au, 100 MeV/A : Analyse des événements de bimodalité proposée par D.Durand (World Consensus Initiative 2004) .Ce tableau présente pour les deux familles d'événements ( $Z_{asym} > 0,8$  et  $Z_{asym} < 0,2$ ) appartenant à la zone d'énergie transverse où la bimodalité est observée, différentes grandeurs pour les particules légères chargées (LCP), pour les fragments (IMF) et pour l'ensemble de ces particules (IMF+LCP). Sont calculées les valeurs moyennes de la multiplicité et de la charge totale des particules attribuables au QP ( $M_{QP}$  et  $Z_{QP}$ ), des particules de mi-rapacité ( $M_{mi-rap}$  et  $Z_{mi-rap}$ ) et des deux contributions ( $M_{tot}$  et  $Z_{tot}$ ).*

bimodalité. Cette contribution a même été surestimée. En effet, intéressons-nous plus particulièrement aux protons. Nous constatons sur les figures (6.6) et (6.7) que la quasi-totalité des protons sont considérés comme issus de la zone de mi-rapacité. Cette observation est étonnante, surtout en la comparant aux résultats obtenus pour les particules alpha. Le tableau (tab. 6.2) nous montre qu'il y a beaucoup plus de protons attribués à la zone par-

$E_{trans}$	$\frac{Mult(Z=1)}{taille}$	$\frac{Mult(Z=2)}{taille}$
Zone de bimodalité	0,302	0,158
Collisions centrales	0,170	0,125

TAB. 6.2 – *Au+Au, 100 MeV/A : Nombre de  $Z = 1$  et  $Z = 2$  attribués à la zone de mi-rapacité, rapportés à la taille de cette zone. Nous constatons que, pour la tranche en  $E_{trans}$  de transition, trop de protons sont considérés appartenant à la mi-rapacité.*

ticipante pour l'énergie transverse de transition que pour les collisions centrales. Si pour les alpha les valeurs semblent cohérentes, elles ne le sont pas pour les particules  $Z = 1$ .

## 6.4 Conclusion

En conclusion, il existe donc bien un changement de régime marqué par des valeurs de multiplicité très différentes. Cette transition a lieu dans un domaine d'énergie transverse défini. L'étude précédente nous montre que ce changement de régime ne semble pas être

attribué à des effets de la dynamique de la collision, les mêmes caractéristiques et les mêmes différences étant observées en supprimant les particules de mi-rapacité. Nous avons également pu constater que, même en surestimant la contribution de ces particules du fait de la méthode utilisée, la taille du quasi-projectile restait significative. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par la comparaison entre les données expérimentales et les résultats du modèle HIPSE, marquant la quasi-constance de la somme des charges attribuées au QP pendant la transition.





# Conclusion

Ce mémoire retrace l'étude de l'existence d'une transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire. Trois signaux différents marquant cette transition ont été examinés dans cette perspective et comparés entre eux.

Les données expérimentales étudiées ont été obtenues grâce au multidétecteur INDRA durant sa quatrième campagne menée au GSI. La qualité de ces données nous a permis de caractériser un quasi-projectile pour les collisions périphériques de deux systèmes de masses différentes : Xe+Sn et Au+Au. Le premier chapitre de ce travail consistait à présenter ce dispositif expérimental et à expliquer la méthode d'identification des divers produits de réaction détectés. Trois énergies de bombardement ont été considérées, énergies allant de 60 à 100 MeV/A. Des résultats similaires ont été récemment obtenus à 150 MeV/A.

La transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire est un sujet d'étude depuis plusieurs années. Les théoriciens se sont penchés sur ce sujet en proposant plusieurs signaux possibles marquant la coexistence des deux phases, la difficulté majeure venant de la taille du système étudié. Le second chapitre portait sur l'un de ces signaux : la bimodalité. Ce dernier, consistant à observer l'existence de deux maxima dans la distribution de probabilité d'une observable, avait pour principal avantage d'être direct et de ce fait, facilement applicable aux données expérimentales.

Les premiers résultats déjà publiés, concernant les collisions les plus centrales, nécessitaient la définition de variables complexes ou de sélections plus ou moins sévères des événements. Les distributions bimodales étaient observées mais de façon indirecte. Par l'étude des collisions périphériques, l'intérêt de ce travail est d'avoir observé cette bimodalité de façon plus directe par le biais d'une variable d'asymétrie simple,  $Z_{asym}$ , définie seulement avec les charges des deux plus gros fragments attribués au quasi-projectile.

Tout d'abord, seule une condition de complétude a été appliquée aux événements détectés. Nous avons alors pu mettre en évidence la présence de deux familles d'événements de topologie très différente. Ces deux familles semblaient coexister pour une tranche d'énergie transverse fixée du fait de l'existence de deux maxima, même peu marqués, dans les distributions de probabilité de  $Z_{asym}$ . Nous avons réussi à établir l'existence d'une influence de la dynamique de la collision en sélectionnant les événements pour lesquels la mémoire de la voie d'entrée était moindre. Le signal de bimodalité est alors apparu beaucoup plus nettement. Ce signal a été observé pour les deux systèmes Xe+Sn et Au+Au pour la même

énergie transverse normalisée à la masse du système. Enfin, en s'intéressant aux distributions d'énergie d'excitation de chacun des deux types d'événements, nous avons également vu l'émergence de deux familles distinctes.

La bimodalité est cependant vu plus difficilement dans les collisions centrales (§ 3.2). A priori, cette difficulté peut s'expliquer par le fait que ce signal demande à être dans la représentation canonique. En effet, il faut pouvoir explorer simultanément des énergies d'excitation très variées (entre le début et la fin du plateau de transition de phase), situation qui ne serait absolument pas réalisée en collisions centrales s'il n'y avait que de la fusion complète. Dans ce cas, on n'atteindrait effectivement qu'une seule valeur d'énergie d'excitation par énergie de bombardement. La réalité fait qu'il n'y a pas de fusion complète en raison de l'existence du pré-équilibre, lequel est variable d'une collision à l'autre. C'est ce pré-équilibre qui permet de peupler une plus large gamme d'énergie d'excitation. La difficulté que l'on a à observer le signal de bimodalité pour les collisions centrales peut signifier plusieurs choses. L'exploration en énergie d'excitation autorisée par les fluctuations de pré-équilibre est insuffisante. Mais également, la bimodalité est différente en collisions centrales de ce que l'on a en collisions périphériques parce que la compression ne joue un rôle que dans les collisions centrales.

Un autre signal de transition de phase, le  $\Delta$ -scaling, a également été étudié. Son principe consistait à examiner la forme des distributions de probabilité de la charge du plus gros fragment et de les comparer entre elles. La présence de deux familles d'événements, chacune fittée par une fonction  $\Phi_\Delta$  pour deux valeurs de  $\Delta$  fixées, permet de repérer deux phases différentes.

Aucun scaling n'a été observé en considérant l'ensemble des événements. Cependant, un tri par la variable d'asymétrie  $Z_{asym}$  précédente nous a permis de mettre en évidence deux comportements différents. Pour les événements les plus asymétriques ( $Z_1 \gg Z_2$ ) et pour les collisions les moins violentes (premières tranches d'énergie transverse), les distributions, de forme gaussienne, ont pu être fittées pour  $\Delta = \frac{1}{2}$ . En revanche, pour les événements tels  $Z_1 \approx Z_2$  et pour des collisions plus violentes, les distributions présentaient une autre forme (de type Gumbel) et ont été fittées pour  $\Delta = 1$ . Ce changement de comportement, pour un domaine d'énergie transverse fixée, a marqué le passage d'une phase ordonnée à une phase désordonnée. Il a été vu à la fois pour le système Xe+Sn et le système Au+Au.

Le dernier signal examiné a été celui concernant les fluctuations de la répartition de l'énergie dans le système. Parmi les trois signaux considérés, c'est sans doute le moins direct. En effet, cette étude passait notamment par la détermination de l'énergie d'excitation du quasi-projectile, grandeur nécessitant la reconstruction de ce dernier. Cette reconstruction imposait de faire un certain nombre d'hypothèses afin de retrouver les propriétés du QP avant sa désexcitation. D'après la théorie, une transition de phase est caractérisée par des fluctuations anormales du système. Or, les fluctuations de l'énergie cinétique peuvent être associées à la capacité calorifique microcanonique  $C$  du système, des fluctuations anormales entraînant une branche négative de  $C$ .

Après une comparaison de différentes hypothèses de calcul de l'énergie d'excitation, celle

apparaissant la plus réaliste a été choisie. Les fluctuations de l'énergie cinétique ont alors été étudiées tout d'abord sur l'ensemble des événements. Aucun signal n'a pu être observé. La possibilité de l'influence des particules à mi-rapidité a alors été envisagée. Une sélection des événements les plus compacts par le biais de la vitesse relative entre le plus gros fragment et les autres nous a permis d'obtenir une branche négative de la capacité calorifique pour une zone d'énergie d'excitation comprise entre 3 et 6 MeV/A et ceci, pour le système Au+Au. Ce signal n'a pas été vu pour le système Xe+Sn. L'origine de ces fluctuations a également pu être déterminée. Elles sont dues aux fluctuations des partitions, c'est à dire à l'existence, pour une même énergie transverse, d'événements très différents présentant des multiplicités et des charges de fragment très diverses.

Parmi les événements retenus, nous avons ensuite sélectionné ceux présentant une bonne cohérence entre les valeurs de l'énergie transverse et l'énergie d'excitation afin de pouvoir comparer chaque signal étudié.

Trois signaux pouvant marquer la transition de phase ont donc été observés, plus ou moins directement, sur les données expérimentales. Si chacun de ces signaux nécessite des hypothèses parfois sévères, la cohérence observée est véritablement une indication de l'existence d'une transition de phase. Le tableau suivant, construit au fil des chapitres, présente le domaine d'énergie transverse pour lequel chaque signal a été vu pour l'exemple du système Au+Au à 80 MeV/A.

<i>Signal</i>	$(\frac{E_{trans}}{A_p+A_c})_{transition} (MeV/A)$	$(E_{trans})_{transition} (MeV)$
Bimodalité	[0, 9; 1, 05]	[360; 420]
$\Delta$ -scaling	[0, 875; 1]	[350; 400]
$C < 0$	[0, 875; 1, 125]	[350; 450]

TAB. 6.3 – *Bilan : Exemple du système Au+Au à 80 MeV/A. Ce tableau donne le domaine d'énergie transverse (en MeV/u et en MeV) pour lequel les différents signaux sont observés.*

Les trois signaux, basés sur des méthodes très différentes, sont observés au même endroit. Il existe une véritable cohérence, même si les effets dynamiques influencent nos analyses. Ces effets ont d'ailleurs été mis en évidence dans les chapitres précédents : la bimodalité avec une sélection des événements ayant perdu tout ou partie de la mémoire de la voie d'entrée ou la branche négative de  $C$  avec la sélection des événements les plus compacts. Chacune de ces sélections a permis d'obtenir ou de faire ressortir les différents signaux. Nous avons ainsi constaté des effets dynamiques dont l'influence a été considérée dans le dernier chapitre.

Le rôle de ces effets dynamiques ont pu être étudié grâce notamment au générateur d'événements HIPSE. La bimodalité a été observée pour ces événements, pour les partitions obtenues après la désexcitation statistique de la source simulée par HIPSE. Les effets dy-

namiques sur le signal ont pu être déterminés en s'intéressant au quasi-projectile dès sa formation. La quasi-constance de la taille du QP, même après la transition, nous a permis de montrer que le signal observé n'était pas dû aux particules de mi-rapacité.

Une autre étude a été faite consistant à soustraire la contribution de mi-rapacité dans les données expérimentales. Après soustraction, les mêmes comportements sont apparus (notamment une différence de multiplicité avant et après la transition) montrant la robustesse du signal.

Malgré cette influence de la dynamique de la collision dans les données expérimentales, nous avons ainsi trouvé trois signaux différents, en accord, pouvant marquer une transition de phase liquide-gaz de la matière nucléaire. Une question persiste cependant sur le système Xe+Sn pour lequel aucune branche négative de la capacité calorifique n'a été observée, malgré une allure des courbes de fluctuations identiques à celles obtenues pour le système Au+Au.

Les perspectives à envisager sont nombreuses. Tout d'abord, d'un point de vue expérimental, une avancée concernant la détection des neutrons pourrait conforter nos résultats. La détermination précise de la masse (et non plus déduite en moyenne de la charge), sans avoir à faire différentes hypothèses, pourrait nous donner de nombreuses indications, notamment concernant le calcul de l'énergie d'excitation ou des fluctuations de l'énergie cinétique. Des études sont d'ailleurs menées actuellement dans cette perspective avec le projet de multidétecteur AZ4 $\pi$  [Bor]. L'influence de l'isospin sur le signal de bimodalité pourrait également être étudiée grâce notamment aux faisceaux Spiral permettant l'exploration de région en  $\frac{N}{Z}$  loin de la vallée de stabilité.

Concernant le signal de bimodalité, la différence entre les collisions périphériques et les collisions centrales est manifestement un point à éclaircir. Au vu des résultats actuels, il semble que la bimodalité se passe à énergie plus basse en collisions centrales, c'est à dire en dessous de  $30 \text{ MeV/u}$ . La disparition de la fusion (dans la gamme d'énergie de 20-25 MeV/u) serait l'expression en collisions centrales de ce qu'est la bimodalité en collisions périphériques. La cinquième campagne de INDRA doit apporter des éléments d'information sur cette question en permettant de suivre les collisions centrales pour différentes énergies de faisceaux avec un pas faible.

Enfin, durant ce travail, nous avons tenté d'étudier la cohérence de trois signaux de transition de phase. La variable de tri, l'énergie transverse  $E_{trans}$ , nous a permis de comparer les énergies de transition observées et de souligner cette cohérence. Cependant, des valeurs précises ne peuvent pas être déterminées. Les informations obtenues sont plus qualitatives que quantitatives. Nous avons en effet constaté une contribution des effets dynamiques, l'énergie de transition augmentant avec l'énergie incidente du projectile. L'énergie transverse ne représente pas directement une température.

La détermination précise de cette température serait d'ailleurs un véritable atout. Si actuellement différentes méthodes de calcul de  $T$  existent, aucune ne permet réellement de trancher. Par exemple, la détermination de la température par le biais des pentes des distributions de l'énergie cinétique des particules légères n'est valable que pour le cas d'un

résidu, c'est à dire les événements de type "liquide". A l'inverse, pour les événements de multifragmentation, la méthode des rapports isotopiques semble plus appropriée. L'avènement de détecteurs  $4\pi$  identifiant en  $Z$  et  $A$  sur une large gamme, permettra d'étendre cette méthode à des éléments plus lourds réputés être des thermomètres plus fiables. Par ailleurs, une méthode de calcul de la température valable quelle que soit la topologie de l'événement serait un progrès significatif.



# Bibliographie

- [Aic91] J. Aichelin, *Quantum molecular dynamics, a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions*, Physics Reports 202 (1991) 233
- [Aie95] S. Aiello et al., *Chimera : a project of a  $4\pi$  detector for heavy ion reactions studies at intermediate energy*, Nuclear Instruments and Methods A 583 (1995) 461
- [Alb85] S. Albergo et al., Nuovo Cimento A 89 (1985) 1
- [Bel00] N. Bellaïze, *Fragmentation dans les collisions centrales du système Ni+Au de 32 à 90 MeV/A*, Thèse université de Caen (2000)
- [Bel02] N. Bellaïze et al., *Multifragmentation process for different mass asymmetry in the entrance channel around the Fermi energy*, Nuclear Physics A 709 (2002) 367
- [Ber83] G. Bertsch and P. Siemens, *Nuclear fragmentation*, Phys. Lett. B 126 (1983) 9
- [Bon76] P. Bonche, S. Koonin et J.P. Negele, *One-dimensional nuclear dynamics in the time-dependant Hartree-Fock approximation*, Physical Review C13 (1976) 1226
- [Bon85] J.P. Bondorf et al., *Statistical multifragmentation of nuclei*, Nuclear Physics A 443 (1985) 321
- [Bon95] J.P. Bondorf et al., *Statistical multifragmentation of nuclei*, Physics Reports 257 (1995) 133
- [Bor02] B. Borderie, *Dynamics and thermodynamics of the liquid-gas phase transition in hot nuclei studied with the INDRA array*, Nucl. Part. Phys. 28 (2002) R217
- [Bor] B. Borderie et R. Bougault, communication personnelle



- [Bot97] R. Botet, M. Ploszajczak et V. Latora, *Novel scaling of multiplicity distributions in sequential-fragmentation and percolation processes*, Physical Review Letters 78 (1997) 4593
- [Bot00] R. Botet and M. Ploszajczak, *Universal features of the order parameter fluctuations : reversible and irreversible aggregation*, Physical Review E62 (2000) 1825
- [Bot01] R. Botet et al., *Universal fluctuations in heavy-ion collisions in the Fermi energy domain*, Physical Review Letters 86, (2001) 3514
- [Bou] R. Bougault, communication personnelle
- [Cha88] R.J. Charity et al., Nuclear Physics A 483 (1988) 371
- [Cho99] P. Chomaz and F. Gulminelli, *Energy correlation as thermodynamical signals for phase transitions in finite systems*, Nuclear Physics A 647 (1999) 153
- [Cho00] P. Chomaz, V. Duflot and F. Gulminelli, *Caloric curves and energy fluctuations in the microcanonical liquide-gaz phase transition*, Physical Review Letters 85 (2000) 3587
- [Cho01] P. Chomaz, F. Gulminelli et V. Duflot, *Topology of event distributions as a generalized definition of phase transitions in finite systems*, Physical Review E 64 (2001) 046114
- [Cho04] P. Chomaz, M. Colonna et J. Randrup, *Nuclear spinodal fragmentation*, Physics Reports (2004)
- [Col03] J. Colin et al., *Dynamical effects in multifragmentation at intermediate energies*, Physical Review C67 (2003) 64603
- [Cop90] N. Copinet, *Multidétecteur INDRA : Simulation de la géométrie et étude des détecteurs silicium*, Thèse université de Caen (1990)
- [DAg00] M. D'Agostino et al., *Negative heat capacity in the critical region of nuclear fragmentation; an experimental evidence of liquid-gas phase transition*, Physics Letters B 473 (2000) 219
- [DAg02] M. D'Agostino et al., *On the reliability of negative heat capacity measurements*, Nuclear Physics A 699 (2002) 795

- [Des94] P. Désesquelles, *Analyse multidimensionnelle des données brutes à la physique*, Ecole Joliot Curie (1994) 269
- [Fra04] J.D. Frankland et al., *Model-independant tracking of criticality signals in nuclear multifragmentation data*, to be published
- [Gen99] E. Genouin-Duhamel, *Détermination de l'énergie d'excitation et du moment angulaire des quasi-projectiles produits dans les collisions d'ions lourds Xe+Sn*, Thèse université de Caen (1999)
- [Gro90] D.H.E. Gross, *Statistical decay of very hot nuclei, production of large clusters*, Rep. Prog. Phys. 53 (1990) 605
- [Gro97] D.H.E. Gross, *Microcanonical thermodynamics and statistical fragmentation of dissipative systems. The topological structure of the N-body phase space*, Physics Reports 279 (1997) 119
- [Gui02] B. Guiot, *Etude des collisions centrales Ni+Ni et Ni+Au : coexistence de phase et décomposition spinodale*, Thèse université de Caen (2002)
- [Gul03] F. Gulminelli, *Phase coexistence in nuclei*, H.D.R., LPC de Caen (2003)
- [Hor92] D. Horn et al., *The mass dependence of CsI scintillation response to heavy ions*, Nuclear Instruments and Methods A 320 (1992) 273
- [Hud90] S. Hudan, *Etude expérimentale et théorique de la production de fragments*, Thèse université de Caen (1990)
- [Ior93] I. Iori et al., *A multielement detector array for heavy fragments emitted in intermediate energy nuclear reactions*, Nuclear Instruments and Methods A 325 (1993) 458
- [Kno89] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement, second edition*, John Wiley and Sons (1989)
- [Kre93] P. Kreutz et al., *Charge correlations as a probe of nuclear disassembly*, Nuclear Physics A 556 (1993) 672

- [Lau04] P. Lautesse et al., *Experimental overview of Ni+Ni collisions at 32 MeV/nucleon : discriminant analysis and duality in the decay modes of a fusion-like system*, to be published
- [Lav01] F. Lavaud, *Etude de la multifragmentation du système Au+Au entre 40 et 100 MeV/A : expansion et flot radial*, Thèse université Paris XI (2001)
- [Lee52] T.D. Lee and C.N. Yang, *Statistical theory of equations of state and phase transitions*, Physical Review 87 (1952) 410
- [LeF97] A. Le Fevre, *Etude de la multifragmentation : apport des corrélations en vitesse réduite entre particules et fragments*, Thèse université Paris VII (1997)
- [LeF04] A. Le Fevre et al., *Statistical multifragmentation of non-spherical expanding sources in central heavy-ion collisions*, Nuclear Physics A 735 (2004) 219
- [LeN99] N. Le Neindre, *Aspect thermodynamique de la multifragmentation*, Thèse université de Caen (1999)
- [LeN00] N. Le Neindre et al., *Negative heat capacities in central Xe+Sn reactions*, Contribution to the XXXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio 2000
- [Luk97] J. Lukasik et al., *Dynamical effects and IMF production in peripheral and semi-central collisions of Xe+Sn at 50 MeV/A*, Physics Review C 55 (1997) 1906
- [Mar97] N. Marie et al., *A hot expanding source in 50 A MeV Xe+Sn central reactions*, Physics Letters B 391 (1997) 15
- [Mar98] N. Marie, A. Chbihi, J.B. Natowitz et al., *Experimental determination of fragment excitation energies in multifragmentation events*, Physical Review C 58 (1998) 256
- [Met95] V. Métivier, *Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u : apport des mesures exclusives du multidétecteur INDRA*, Thèse université de Caen (1995)
- [Mja87] M. Mjahed, *Application de la méthode d'analyse discriminante*, Thèse université de Clermont (1987)
- [Neb99] R. Nebauer, J. Aichelin and the INDRA collaboration, Nuclear Physics A 658 (1999) 67

- [Ngu98] A. Nguyen, *Caractérisation spatio-temporelle de la matière dans la fragmentation nucléaire*, Thèse université de Caen (1998)
- [Ono92] A. Ono, *Fragment formation studied with antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions*, Physical Review Letters 68 (1992) 2898
- [Pic03] M. Pichon, B. Tamain et al., *Bimodality in binary Au+Au collisions from 60 to 100 MeV/u*, Contribution to the XLI International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio 2003
- [Pou95] J. Pouthas et al., *INDRA, a  $4\pi$  charged product detection array at GANIL*, Nuclear Instruments and Methods A 357 (1995) 418
- [Reg04] V. Régnard, Thèse université de Caen, *to be published*
- [Sal97] S. Salou, *Etude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le système Xe+Sn entre 32 et 50 MeV/A : mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze-out*, Thèse université de Caen (1997)
- [Sau76] G. Sauer, Nuclear Physics A 264 (1976) 221
- [Sch97] M. Schmidt et al., *Experimental determination of the melting point and heat capacity for a free cluster of 139 sodium atoms*, Physical Review Letters 79 (1997) 99
- [Sch98] M. Schmidt et al., *Irregular variations of the melting point of size-selected clusters*, Nature 393 (1998) 238
- [Sch01] M. Schmidt et al., *Negative heat capacity for a cluster of 147 sodium atoms*, Physical Review Letters 86 (2001) 1191
- [Sou90] R.T. Souza et al., *The MSU Miniball  $4\pi$  fragment detection array*, Nuclear Instruments and Methods A 295 (1990) 109
- [Sum00] K. Sümmerer and B. Blank, *Modified empirical parametrization of fragmentation cross sections*, Physical Review C 61 (2000) 034607
- [Tas02] L. Tassan-Got, *A new functional for charge and mass identification in  $\Delta E$ -E telescopes*, Nuclear Instruments and Methods B 194 (2002) 503

- [Van03] A. Van Lauwe, *Modélisation des collisions nucléaires aux énergies de Fermi : validation à l'aide des données INDRA*, Thèse université de Caen (2003)
- [Vie] E. Vient, communication personnelle
- [Wei37] V. Weisskopf, *Statistics and nuclear reactions*, Physic Review 52 (1937) 295
- [Xi98] H. Xi et al., *Nuclear temperature measurements with helium isotopes*, Physics Letters B 431 (1998) 8